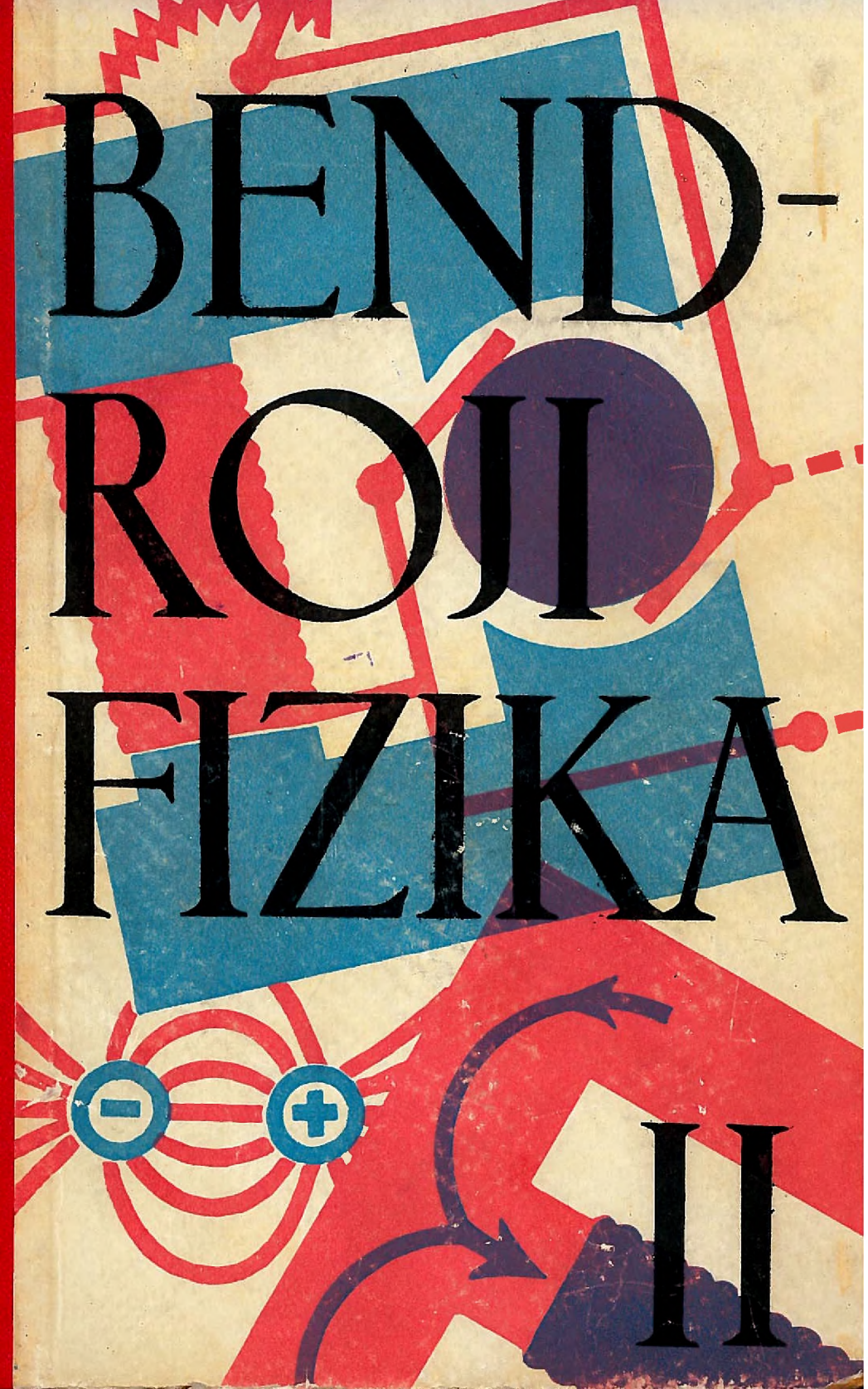


The background is a collage of abstract geometric shapes in red, blue, and purple. A large purple circle is positioned behind the word 'ROJI'. In the bottom left, there are two blue circles with white minus and plus signs, respectively, with red concentric circles around them. In the bottom right, there are two curved purple arrows pointing towards each other. The title 'BEND-ROJI FIZIKA' is written in a large, black, serif font, with 'BEND-' on the first line, 'ROJI' on the second line, and 'FIZIKA' on the third line.

BEND- ROJI FIZIKA

II

P. BRAZDŽIŪNAS

BENDROJI FIZIKA

II DALIS

ELEKTRA IR ELEKTROMAGNETIZMAS

Redagavo V. VANAGAS

VALSTYBINĖ
POLITINĖS IR MOKSLINĖS LITERATŪROS LEIDYKLA
VILNIUS — 1961

PRATARMĖ

Pateikiama skaitytoji bendrosios fizikos II dalis. Joje nagrinėjami elektriniai, magnetiniai ir elektromagnetiniai reiškiniai. Knyga parašyta, prisiliekant to paties metodo, kaip ir ruošiant I dalį. Atsižvelgiant į tai kurių fizikos sričių ypatingą svarbą bei mūsų respublikos aukštųjų mokyklų fizikos katedrų mokslo tiriamojo darbo kryptį šiek tiek plačiau, kiek leido knygos apimtis, paliesti puslaidininkų fizikos ir elektronikos pagrindiniai dalykai.

Ruošiant šią knygą daug vertingų patarimų ir nurodymų suteikė jos recenzenta prof. A. Puodžiukynas, redaktorius fiz. mat. m. k. V. Vanašas ir leidyklos redaktorius A. Petraitis, kuriems nuoširdžiai dėkoju. Dėkingas ir P. Breivei, padėjusiam paruošti knygos iliustracijas.

Apie pastebėtus šioknygos trūkumus, kurių be abejonės gali pasitaikyti šioje knygoje, maloniai prašau pranešti autoriui.

Autorius

I SKYRIUS

ELEKTROSTATINIAI REIŠKINIAI VAKUUME

§ 1. ELEKTROS MOKSLO RAIDOS APŽVALGA

Patrinti šilkinium, vilniniu skudurėliu arba kailio gabalėliu sausi stiklo, gintaro bei ebonito stiebeliai laikinai įgauna ypatingų savumų; jie traukia lengvus popieriaus arba kamščio gabalėlius. Tokį būvį, kurį sukeliame trindami kūnus, vadiname *elektriniu būviu*, o jo sukėlėją — *elektra*. Sakome, trindami kūnus, juos įelektriname. Kūnų elektrinį būvį galime panaikinti, paliesdami juos ranka. Tada sakome, kad kūnus išelektriname.

Kūnų įelektrinimas trynimu jau buvo žinomas senovėje. Pirmieji elektriniai reiškiniai buvo pastebėti, trinant gintarą; iš čia kilęs ir elektros pavadinimas (graikiškai gintaras vadinamas elektron — ἤλεκτρον). Elektriniai reiškiniai nuodugniau buvo pradėti tirti XVII amžiuje.

Gilbertas (1540—1603), eksperimentiškai tirdamas magnetinius ir elektrinius reiškinius, nustatė, kad magnetinę rodyklėlę kreipianti jėga yra Žemės magnetizmas ir kad magnetiniai poliai neatskiriami. Jis atrado ir magnetinę indukciją. Gilbertas nustatė, kad traukos ypatybe pasižymi ne tik patrintas gintaras, bet ir nemaža kitų kūnų, kuriuos jis pavadino elektriniais kūnais. Lygindamas magnetinius ir elektrinius reiškinius, Gilbertas manė, kad jie yra visai skirtingi; magnetizmą jis laikė pirmine jėga, kaip pvz., svorį, o įelektrinimą elektrinės substancijos išspaudimu iš kūnų akelių, juos trinant. Dėl to ir atsirandanti įelektrintų kūnų trauka; jų atsistūmimas tada dar nebuvo nustatytas. Gilberto teiginys apie elektrinių ir magnetinių reiškinių esminį skirtumą ilgai vyravo ir vėliau, ir abiejų tų grupių reiškiniai ilgą laiką buvo tiriami atskirai.

Grėjus (1670—1736) parodė, kad įelektrinimą galima perkelti iš vieno kūno į kitą, net ir į metalus. Kad metalus taip pat

galima įelektrinti trynimu, jau žymiai vėliau nustatė Petrovas (1761—1834).

XVIII amžiaus pradžioje Diufėjus (1698—1739) iškėlė dualinę elektros reiškinių hipotezę. Ši hipotezė tvirtino, kad kūnuose yra atskirai teigiamos („stiklo“) ir neigiamos („dervos“) elektros. Vienavardės elektros dalelės atsistumia, o įvairiavardės — prisitraukia. Kiek vėliau Franklinas (1706—1790) sukūrė unitarinę kūnų įelektrinimo hipotezę, pagal kurią visi kūnai normaliaame būvyje turi nepastebimą („natūralų“) elektros kiekį. Elektros perteklius kūną įelektrina teigiamai, o trūkumas — neigiamai. Unitarinė įelektrinimo hipotezė įelektrintų kūnų atsistūmimą aiškino elektros dalelių atsistūmimu, bet traukos nepajėgė išaiškinti.

Iki XVIII amžiaus pradžios žinios apie elektrinius ir magnetinius reiškinius buvo labai negausios ir jos lietė daugiausia elektrostatinius reiškinius. XVIII amžiui įpusėjus, tų reiškinių tyrimus žymiai išplėtė Peterburgo Mokslų akademijos akademikai Lomonosovas (1711—1765), Richmanas (1711—1753) ir Epinus (1724—1802). Visas dėmesys buvo nukreiptas į elektrinių bei magnetinių reiškinių kiekybinį tyrimą. XVIII amžiaus pirmojoje pusėje fizikai neturėjo jokio elektros šaltinio, kuris būtų tikęs elektros srovei gauti bei jos ypatybėms stebėti. Todėl neuostabu, kad to laiko fizikai (Lomonosovas, Richmanas, Franklinas ir kt.) didelį dėmesį skyrė žaibo tyrinėjimams, tikėdamiesi atskleisti elektrinių reiškinių paslaptį (1753 m. Richmaną tyrimo metu nutrenkė rutulinis žaibas).

Lomonosovas iškėlė elektros prigimties eterinę hipotezę. Pagal ją elektra nėra ypatinga substancija, o tik tam tikra eterio dalelių judėjimo forma. Tuo laiku tai buvo visai naujas elektros prigimties supratimas, išsilaikęs įvairiomis formomis iki XIX amžiaus pabaigos.

Epinus savo raštuose iškėlė principinį teiginį apie elektros išsilaikymą. Šis Epinaus paskelbtas elektros kiekio išsilaikymo dėsnis sudarė Lomonosovo paskelbto bendro materijos ir judėjimo išsilaikymo dėsnio atskirą atvejį. Be to, Epinus nurodė, kad tarp elektrinių ir magnetinių reiškinių yra ryšys, kurį neigė to laiko fizikai. Epinaus teiginiai atvėrė naują laikotarpį fizikoje, bet jų reikšmė visiškai išryškėjo tik žymiai vėliau, kai Faradėjus išvystė mokslą apie elektrinį ir magnetinį lauką ir paskelbė elektromagnetinės indukcijos dėsnį (1831).

Tolimesnėje elektros mokslo raidoje atskirą laikotarpį sudarė Galvanio (1737—1798) ir Voltos (1745—1827) atradimai. Galvanis tirdamas negyvo (varlės šlaunelės) preparato raumens susitraukimą nuo elektros, atrado naują elektros šaltinį, kuris laidžioje uždaroje grandinėje sukelia ilgalaikį išsielektrinimą. Jis laikė, kad raumuo yra savotiška Leideno kondensatorių baterija, kurią nepalijaujamai žadina smegenys. Ši gyvio elektros teorija iš pradžių buvo labai populiari, bet greitai laiku Volta bandymais nustatė, kad elektra atsiranda, susilietus dviems skirtingiems laidininkams, ir kad ją sukelia kontaktinis potencialų skirtumas. Remdamasis tyrimu, Volta sudaro metalų kontaktinio potencialo eilę (Voltos eilę) ir pagamina labai gerą priemonę elektros reiškiniams tirti — Voltos stulpą.

XIX amžiaus pradžioje vėl buvo padaryta nemaža naujų, labai svarbių atradimų. 1820 m. Erstedas (1777—1851) nustatė, kad elektros srovė veikia magnetą. Šiuo tyrimu jis parodė ryšį tarp elektrinių ir magnetinių reiškinių ir pradėjo naują elektros mokslo skyrių — elektromagnetizmą. Amperas (1775—1836) atrado ir ištyrė elektros srovių sąveiką ir nustatė jos dėsnius. Jis sukūrė pirmąją magnetizmo teoriją, kurioje magnetinius reiškinius aiškina elektriniais reiškiniais.

Dabartinis mokslas apie elektrą išaugo iš Faradėjaus (1791—1867) didžiųjų idėjų ir atradimų. Faradėjus yra ne tik elektromagnetinio lauko ir eterio fizikos kūrėjas, bet ir dabartinės atomistikos pirmtakas. Iš jo gausių tyrimų fizikos bei chemijos srityje svarbiausi yra: elektromagnetinės indukcijos atradimas, elektrolizės dėsnių nustatymas, elektrinės indukcijos, medžiagos elektrinių ir magnetinių ypatybių tyrimas ir kt. Juose fizikinio tyrimo dėmesio centras nukeliamas į aplinką. Faradėjus yra bendro elektromagnetizmo mokslo kūrėjas. Jis atskirus elektrinius ir magnetinius reiškinius laiko vieningais ir tiria juos kartu.

Remdamasis Faradėjaus iškelta elektrinio ir magnetinio lauko idėja, Maksvelas (1831—1879) sukūrė elektromagnetinio lauko teoriją, kurioje Faradėjaus iškeltas mintis išreiškė matematinėmis lygtimis. Svarbiausia šios teorijos išvada yra ši: bet kuriame erdvės taške sukeltas elektromagnetinio lauko sutrikimas sklinda erdvėje elektromagnetinėmis bangomis. Ilgesnes elektromagnetines bangas eksperimentiškai gavo Hercas (1857—1894) tik 1884 m. Bet jau Maksvelas teigė, kad šviesos bangos yra

elektromagnetinės bangos. Taigi elektromagnetinio lauko teorija, laikydama, kad šviesa yra elektromagnetinės bangos, suliejo į vieną elektrodinamiką ir optiką ir pajungė optiką elektrodinamikos dėsniams. Reikia pažymėti, kad jau Faradėjus laikė elektromagnetinius ir optinius reiškinius vieningais ir, eksperimentiškai tirdamas magnetinio lauko įtaką šviesai, nustatė šviesos poliarizacijos plokštumos sukimą magnetiniame lauke.

Maksvelo sukurtoje elektromagnetinio lauko teorijoje medžiagai priskiriama vientisinė (kontinuumo) struktūra. Tai, žinoma, neatitinka tikrovės. Medžiagą galime laikyti vientisine tik tol, kol elektromagnetinės bangos yra ilgos, palyginus su atominiais dydžiais, bet kai bangų ilgis artėja prie atominių dydžių, reikia atsižvelgti į atominę medžiagos struktūrą. Dėl to Maksvelo elektromagnetinio lauko teorija neapėmė elektromagnetinių bangų dispersijos reiškinių. Šia kryptimi Maksvelo teoriją praplėtė Lorencas (1853—1928), sukurdamas elektromagnetinę teoriją.

Medžiagos struktūros tyrimai parodė, kad mažiausios medžiagos dalelės yra elektringos. Kiekvienas atomas sudėtas iš turinčio teigiamą elektros krūvį branduolio, aplink kurį skrieja (kaip planetos aplink Saulę) elektronai — neigiamos elektros mažiausio (arba elementaraus) krūvio nešėjai. Branduolys yra sudėtas iš elementarių dalelių: teigiamai elektringų protonų ir dalelių be elektros krūvio — neutronų. Neutraliame atome elektronų skaičius lygus branduolio teigiamų elementarių krūvių skaičiui.

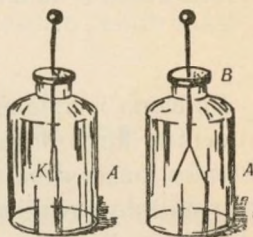
Mažiausias, arba elementarus, elektros krūvis yra lygus $4,801 \cdot 10^{-10}$ CGSE elektros krūvio vienetų (§ 4). Teigiamos elektros elementarių krūvių nešėjai yra pozitronai, o neigiamos — elektronai. Pozitronas ir elektronas yra labai mažos materialios dalelės; jų masė tesudaro tik $1/1836,57$ vandenilio atomo masės dalį ir yra lygi $9,1055 \cdot 10^{-28}$ g (vandenilio atomo masė lygi $1,662 \cdot 10^{-24}$ g). Tokiu būdu, elektra yra neatskiriamai susieta su materija.

§ 2. DVIEJŲ RŪŠIŲ ELEKTRA. ELEKTROS KROVIS

Kūnus galime įelektrinti, juos trindami. Jų įelektrinimą patiriame elektroskopu arba elektrometru. Paprasčiausias yra toks elektroskopas (1 pav.). Į stiklinį butelį *A* pro gintaro arba ebo-

nito kamštelį *B* įstatytas metalinis stiebelis su plonais aliuminio arba aukso lapeliais *K*. Palietus įelektrintu kūnu elektroskopo stiebelį, kūno elektros dalis pasiskirsto ant stiebelio ir lapelių ir dėl to vienodo ženklo elektra įelektrinti lapeliai prasiskiria. Kad galėtume matuoti lapelių prasiskyrimo dydį, elektrometras paprastai aprūpinamas skale su padalomis.

Tyrimai rodo, kad visų įelektrintų kūnų veikimas yra tolygus įelektrinto stiklinio arba ebonitinio stiebelio veikimui. Tai gi juose sukeltieji elektros krūviai yra tapatingi stiklo arba ebonito elektriniam krūviui, kitaip tariant, jų elektra yra tapatinga arba stiklo, arba ebonito elektrai. Stiklo elektra laikoma *teigiama*, o ebonito — *neigiama*.



1 pav.

Be to, tyrimai parodo, kad vienodo ženklo elektra įelektrinti kūnai stumia, skirtingo ženklo elektra įelektrinti — traukia vienas kitą.

Turimą kūno elektros kiekį vadiname kūno elektros krūviu. Elektros krūvių dydį nusakome, juos palygindami. Elektra matuojame tam tikrais kiekiais. Elektros kiekį galime išmatuoti, lygindami kūno turimą elektros kiekį su tam tikru elektros kiekiu, laikomu vienetu.

Du elektros krūviai laikomi lygiais, kai, esant visai vienos sąlygoms, jie veikia vienodai (dydžio ir krypties atžvilgiu) bet kurį trečią elektros krūvį.

Kai dviejų elektros krūvių veikimai yra lygūs, tik nukreipti priešingomis kryptimis, tai tokie krūviai taip pat yra lygūs, tik priešingo ženklo. Galime vaizduotis, kad elektros krūvis sukoncentruotas taške. Tada kalbame apie *taškinį elektros krūvį*. Tačiau dažnai elektros krūvis būna paskirstytas tam tikroje erdvės dalyje; tada turime *erdvinį elektros krūvį*. Elektros kiekį, kuris yra tūrio vienetė (1 cm^3), vadiname erdviniu elektros tankiu. Jis paprastai žymimas ρ ir išreiškiamas taip:

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V}, \quad (2,1)$$

čia Δq yra tūryje ΔV esantis elektros krūvis.

Kartais elektros krūvis pasiskirsto ant kūnų paviršiaus. Ta-
da turėsime paviršinių elektros krūvių. Paviršiaus ploto vienetė
(1 cm²) turimas elektros kiekis vadinamas paviršiniu elektros
tankiu. Pažymėkime plote ΔS esantį elektros kiekį Δq , tada pa-
viršinis elektros tankis

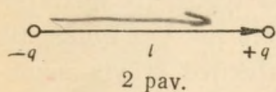
$$\eta = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S}. \quad (2,2)$$

Kalbama ir apie erdvinio arba paviršinio elektros krūvio svo-
rio centrą, kuris nusakomas taip pat, kaip nusakomas kūno arba
sistemos masės arba svorio centras. Pvz., tolygiai pasiskirsčiusio
ant rutulinio paviršiaus elektros krūvio svorio centras yra to ru-
tulio geometriniam centre. Kai turime abiejų ženklų elektros
krūvius, kiekvieno ženklo krūvio svorio centrą nustatome atski-
rai. Nustatę elektros krūvio svorio centrą, galime laikyti tūryje
arba ant paviršiaus paskirstytą elektros krūvį sukoncentruotu
jo svorio centre ir tokiu būdu erdvinį arba paviršinį elektros krū-
vį apytikriai pakeisti tokio pat dydžio taškiniu (taško pavidalo)
krūviu.

Kiekviename neelektrintame kūne turime lygius teigiamos
ir neigiamos elektros kiekius, paskirstytus jame taip, kad abiejų
elektros krūvių svorio centrai sutampa. Įelektrindami kūną arba
perskiriame elektros krūvius, arba tik pakeičiame jų pasiskirsty-
mą taip, kad jų svorio centrai nebesutampa.

§ 3. ELEKTRINIS DIPOLIS

Du atskiri, teigiamas (+ q) ir neigiamas (− q), absoliuti-
niu dydžiu lygūs taškiniai elektros krūviai sudaro elektrinį di-
polį (2 pav.). Dipolio elektros krūvius
jungiančioji tiesė vadinama jo *elektri-
ne ašimi*. Dipolio elektros krūvio ir nuo-
tolio l tarp jo krūvių sandaugą vadina-
me jo *elektriniu momentu* M :



$$M = ql. \quad (3,1)$$

Dipolio elektrinis momentas yra vektorinis dydis, nukreiptas
elektrine ašimi nuo neigiamo į teigiamą krūvį. Paprastai, vei-
kiant išorinėms elektrinėms jėgoms, dipolio elektros krūviai
paslenka ir nuotolis l pasikeičia; tada pakinta ir dipolio elektri-
nis momentas M . Tokius dipolius laikome *elastingais dipoliais*.

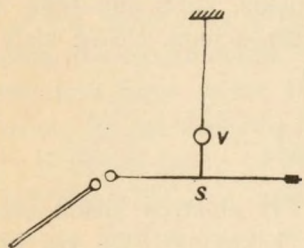
Kietais dipoliais vadiname tokius dipolius, kurių nuotolis l tarp elektros krūvių lieka visą laiką pastovus, taigi tokių dipolių elektrinis momentas M nekinta.

Kartais erdvėje arba paviršiuje paskirstytų dviejų elektros krūvių sistemą galime laikyti elektriniu dipoliu, pakeitę tuos krūvius tokio pat dydžio sukoncentruotais jų svorio centre taškiniiais krūviais.

26c.

§ 4. KULONO DĖSNIS. ABSOLIUTINĖ, ARBA CGSE, VIENETŲ SISTEMA

Elektros krūvių savitarpį veikimą kiekybiškai tyrė Bernulis, Kevendišas ir Kulonas. Pastarasis naudojo si sukamosiomis svarstyklėmis. Jas sudaro ant plono metalinio siūlelio per vidurį pakabintas stiklinis arba ebonitinis stiebelis S (3 pav.); ant vie-



3 pav.

no jo galo užmautas rutulėlis. Tokia-
me pat aukštyje yra padėtas antras
rutulėlis. Abu rutulėliai įelektrina-
mi, suteikiant jiems lygius elekt-
ros krūvius. Veikiant tarp pastarųjų
stūmimo (traukos) jėgai, stiebelis
pasisuka ir užsuka pakabinimo siū-
lelį. Jėgą nustatome iš siūlelio užsi-
sukimo, kurį susekame, stebėdami
veidrodėlio V pasisukimą. Keičiant

nuotolį tarp rutulėlių, kinta ir užsukimo kampas. Šiuo būdu iš-
tyręs veikimą tarp įelektrintų rutulėlių, Kulonas 1785 m. nusta-
tė tokį dėsnį:

*veikianti tarp dviejų taškinių elektros krūvių jėga F yra pro-
porcinga jų elektros kiekiams q_1 ir q_2 ir atvirkščiai proporcinga
krūvių nuotolio r kvadratui.*

Pažymėję proporcingumo koeficientą f , Kulono dėsnį galė-
sime taip išreikšti:

$$F = f \frac{q_1 q_2}{r^2} \text{ arba vektoriškai } F = f \frac{q_1 q_2}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r}, \quad (4,1)$$

čia $\frac{\mathbf{r}}{r}$ išreiškia vieneto dydžio vektorių. Jėga F veikia abu elekt-
ros krūvius jungiančios linijos kryptimi. Pvz., veikianti elektros
krūvį q_1 jėga taip nukreipta: jei krūviai yra vienodo ženklo, q_1 yra

stumiamas nuo q_2 , o kai jie yra skirtingo ženklo, q_1 traukiamas prie q_2 .

Kulono dėsnį reiškiančioje lygtyje (4,1) turime nenustatytą proporcingumo koeficientą f . Neparinktas ir elektros kiekio vienetas. Pastarąjį taip parinkime, kad f galėtume prilyginti vienetui ($f=1$) ir kad jis liktų bevardžiu (nulinės dimensijos) dydžiu, kai kitus į lygtį įeinančius dydžius išreiškiame CGS sistemos vienetais (jėgą — dinomis, nuotolį — centimetrais, laiką — sekundėmis). Tada gausime *absoliutinę*, arba CGSE (kartais dar vadinamą *elektrostatinę*), elektrinių dydžių vienetų sistemą. Šiuo atveju Kulono dėsnį išreiškiame taip:

$$F = \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{r}{r}. \quad (4,1a)$$

Iš pastarosios formulės aiškėja, kad CGSE sistemoje elektros kiekio vienetu laikomas toks elektros kiekis, kuris sau lygų ir esantį per 1 cm elektros kiekį veikia 1 dinos jėga. CGSE sistemoje elektros kiekio dimensija yra tokia:

$$[q] = \sqrt{[F] [r^2]} = g^{\frac{1}{2}} cm^{\frac{1}{2}} s^{-1}.$$

Praktinis MKSA vienetų sistemoje (§ 74) elektros kiekio vienetas yra kulonas, arba ampersekundė. 1 kulonas (C) yra lygus $3 \cdot 10^9$ (tiksliau $2,9979 \cdot 10^9$) CGSE elektros kiekio vienetų. Elementarus elektros krūvis yra lygus $e = 4,801 \cdot 10^{-10}$ CGSE elektros kiekio vienetų, arba $e = 1,600 \cdot 10^{-19}$ C.

Lygtis (4,1) arba (4,1a) išreiškia elektros krūvių sąveiką vakuume. Supanti tuos krūvius medžiaginė aplinka turi įtakos elektriniams reiškiniams, taigi ir veikiančiai tarp elektros krūvių jėgai (§ 15). Kai elektros krūviai yra medžiaginėse aplinkose, Kulono dėsnis išreiškiamas taip:

$$F = \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2} \cdot \frac{r}{r}, \quad (4,2)$$

čia ϵ yra aplinkos dielektrinė konstanta (§ 17).

Kulono dėsnį išreiškianti (4,1) lygtis labai primena Niutono visuotinės traukos dėsnį reiškiančią lygtį. Elektros krūviai slenka savitarpio jėgų veikiami ir jų judėjimą, kaip ir gravitacijos jėgų sukeltą kūnų judėjimą, nusako pirmieji du Keplerio dėsniai.

§ 5. ELEKTRINIS LAUKAS, JO STIPRUMAS. JĖGŲ LINIJOS

Elektros krūvis veikia esantį jo aplinkoje kitą elektros krūvį jėga, kurios dydį ir kryptį nusako Kulono dėsnis (§ 4). Iki XIX amžiaus pradžios buvo laikoma, kad elektros krūviai veikia vienas kitą betarbiai, nedalyvaujant aplinkai. Vėliau nuo tokio betarpio veikimo hipotezės buvo atsisakyta. Ją pakeitė tarpinio veikimo, arba jėgų lauko, teorija. Pagal ją elektros krūvio aplinkoje susidaro ypatingas būvis, kuris ir yra elektrinių jėgų veikimo priežastis. Sakome, kad elektros krūvio aplinkoje sukuriamas elektrinis laukas. Elektrinių jėgų veikimas pasireiškia ne tik medžiaginėje aplinkoje, pvz., ore, vandenyje, stikle ir kitur, bet ir vakuume. Nors medžiaginė aplinka ir pakeičia elektrinių jėgų veikimą (§ 19), bet ji nėra tą veikimą sąlygojantis veiksnys. Susidarantis tarp dviejų elektros krūvių elektrinis laukas yra materialus ir išreiškia glaudų erdvės, kaip pagrindinės materijos egzistencijos formos, ryšį su materija. Traukos bei atstūmimo jėgos veikia tarp dviejų įelektrintų kūnų bei elektros krūvių tik per elektrinį jėgų lauką.

Elektrinį lauką turime visur, kur pasireiškia elektrinių jėgų veikimas. Elektros krūvių aplinkoje susidaręs elektrinis laukas yra išplitęs visoje erdvėje, nes tik be galo toli ($r = \infty$) kulininė jėga yra lygi nuliui ($F = 0$). Bet jau tam tikrame baigtiniame nuotolyje kiekvieno elektros krūvio veikimas tiek sumažėja, kad jį praktiškai galime laikyti lygiu nuliui; taigi praktiškai ir elektrinis laukas bus išplitęs ne visoje erdvėje, bet tam tikroje jos dalyje.

Jėga, veikianti esantį bet kuriame elektrinio lauko taške vietoje dydžio elektros krūvį, išreiškia šio erdvės taško elektrinio lauko stiprumą E .

Elektrinio lauko stiprumas yra vektorinis dydis. Jo kryptis sutampa su elektriniame lauke veikiančios teigiamą krūvį jėgos kryptimi. Elektrinio lauko stiprumas trumpiau vadinamas *elektriniu vektoriumi*. Jei esantį elektriniame lauke dydžio q elektros krūvį veikia jėga F , tai pagal apibrėžimą krūvio vietoje elektrinio lauko stiprumas, arba elektrinis vektorius,

$$E = \frac{F}{q}. \quad (5,1)$$

Elektrinio lauko stiprumo dimensija *CGSE* vienetų sistemoje yra:

$$[E] = \frac{[F]}{[q]} = \text{g}^{\frac{1}{2}} \text{cm}^{-\frac{1}{2}} \text{s}^{-1} \cdot \frac{0.001 \text{ cm}}{1 \text{ g}^{\frac{1}{2}} \text{cm}^{\frac{1}{2}} \text{s}^{-1}}$$

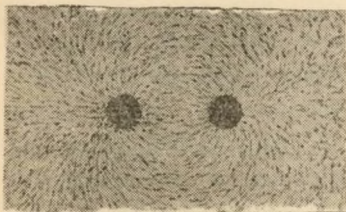
Bet kuriame erdvės taške elektrinio lauko stiprumas bus lygus *CGSE* elektrinio lauko stiprumo vienetui, kai tame taške esanti *CGSE* vieneto dydžio elektros krūvį veikia 1 dinos jėga. Elektrinio lauko stiprumo vienetas *CGSE* vienetų sistemoje atskiro pavadinimo neturi. Praktinis *MKSA* vienetų sistemoje elektrinio lauko stiprumo vienetas yra $\frac{\text{voltas}}{\text{metras}} \left(\frac{\text{V}}{\text{m}} \right)$. Tai yra tokio elektrinio lauko stiprumas, kai esančių 1 m nuotolyje dviejų taškų potencialų skirtumas yra lygus 1 voltui (§ 8). Jei tam tikroje erdvės dalyje turime kelių elektros krūvių sukurtus elektrinius laukus, tai bet kuriame erdvės taške atstojamojo elektrinio lauko stiprumas, arba atstojamasis elektrinis vektorius, yra lygus atskirų elektrinių laukų stiprumų vektorinei sumai.

Patalpinkime į elektrinį lauką nedidelį, pvz., vieneto dydžio, elektros krūvį, kuris beveik nekeičia toje vietoje elektrinio lauko stiprumo. Tas krūvis, veikiamas elektrinės jėgos, slinks erdvėje tam tikra kryptimi. Įsivaizduokime erdvėje geometrinę liniją, kurios bet kuriame taške liečiamoji pavaizduoja veikiančios šios elektros krūvį jėgos kryptį. Tada šios linijos liečiamosios kryptis pavaizduoja elektrinio lauko kryptį kiekviename jos taške. Taip įsivaizduojamą elektriniame lauke liniją vadiname *elektrinio lauko jėgų linija*. Dabar įsivaizduokime erdvėje statmeną elektrinio lauko kryptčiai paviršių; pro jo ploto vienetą išveskime mintyje tiek jėgų linijų, koks yra toje erdvės vietoje elektrinio lauko stiprumas. Tada einančių pro ploto vienetą elektrinių jėgų linijų skaičius, arba jų tankis n , parodo toje erdvės vietoje elektrinio lauko stiprumo E absoliutinį didumą:

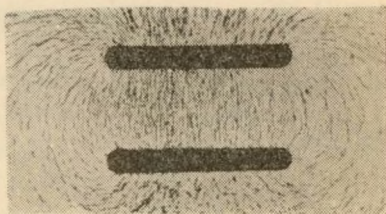
$$n = E.$$

Jėgų linijos eina iš teigiamo elektros krūvio į neigiamą. Elektros krūvių sukurtame elektrostatiniame lauke jėgų linijos prasideda teigiamame krūvyje (+ versmėje) ir pasibaigia neigiamame krūvyje (– versmėje) arba, jei tokio elektrinio krūvio aplinkoje nėra, eina į begalybę. Elektros krūvių sukurtame elektriniame lauke nėra uždarytų jėgų linijų. Todėl elektrostatinis laukas vadinamas *besūkuriniu versmės lauku*.

Elektrinės jėgų linijos visai tiksliai pavaizduoja elektrinį lauką visoje erdvėje: jos parodo kryptį ir jo stiprumą bet kurioje erdvės vietoje. Tokį elektrinio lauko vaizdavimą elektrinėmis jėgų linijomis yra įvedęs Faradėjus 1852 m. Pačios jėgų linijos tik įsivaizduojamos, bet kartais galime stebėti jų eigą erdvėje. Paabarstykime ant stiklo plokštelės smulkių gipso kristalėlių ir įneškime ją į stiprų elektrinį lauką. Elektriniame lauke gipso gabalėliai, panašiai kaip geležies piuvėnėlės magnetiniame lauke, sukimba į siūlelius, kurie eina jėgų linijų kryptimi. 4 pav. matome



4 pav.

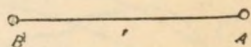


5 pav.

šiuo būdu gautą elektrinių jėgų linijų vaizdą tarp įelektrintų rutulių, o 5 pav.— tarp dviejų įelektrintų plokštelių.

§ 6. TAŠKINIO KRŪVIO ELEKTRINIS LAUKAS

Padėkime elektrinio lauko taške A (6 pav.) elektros krūvį q_1 . Kai šiame taške elektrinio lauko stiprumas yra E , tai elektros krūvį veikia jėga



6 pav.

$$F = q_1 E. \quad (6,1)$$

Jei šį elektrinį lauką sukelia taške B esantis elektros krūvis q ir taško A nuotolis nuo B yra r , tai pagal Kulono dėsnį tarp šių dviejų krūvių q ir q_1 veikianti elektrinė jėga

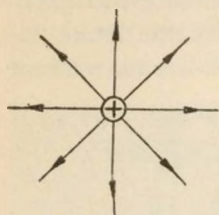
$$F = \frac{qq_1}{r^2} \cdot \frac{r}{r}. \quad (6,2)$$

Palyginę (6,1) ir (6,2), randame, kad taškinio krūvio q sukurtas elektrinio lauko stiprumas

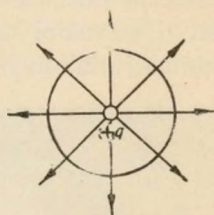
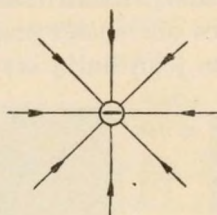
$$E = \frac{q}{r^2} \cdot \frac{r}{r}, \quad (6,3)$$

taigi tokio elektrinio lauko stiprumas yra atvirkščiai proporcingas nuotolio kvadratui. Kai elektros krūvis yra teigiamas, jėgų linijos spinduliais išeina iš jo, o kai jis neigiamas, jos spinduliais sueina į jį (7 pav.).

Apgaubkime dydžio $+q$ elektros krūvį rutuliniu paviršium (8 pav.). Krūvis yra to rutulio centre. Pro paviršiaus ploto vie-



7 pav.

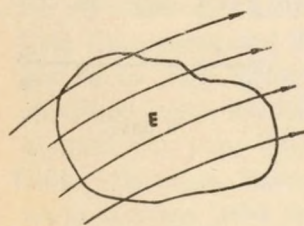


8 pav.

netą praeina $E = \frac{q}{r^2}$ jėgų linijų. Einančių pro visą paviršių elektrinių jėgų linijų srautą pažymėkime N . Tada

$$N = 4\pi r^2 \frac{q}{r^2} = 4\pi q. \quad (6,4)$$

Bet išeinančios iš taškinio teigiamo krūvio q (arba sueinančios į neigiamą krūvį q) jėgų linijos pasibaigia begalybėje (arba prasideda ten), taigi jos visos turi praeiti pro rutulinį paviršių



9 pav.

net ir tada, kai elektros krūvis q nėra rutulinio paviršiaus centre. Linijos turi praeiti ir pro bet kurios formos, gaubiantį krūvį q , uždara paviršių. Tokiu būdu, krūvį q gaubiantį uždara paviršių praeina iš viso $4\pi q$ jėgų linijos, taigi tiek jų išeina iš krūvio q . Kai uždaro paviršiaus viduje turime ne vieną, o kelis elektros krūvius, pvz., $q_1, q_2, q_3, \dots$, tai praeinančių pro jį elektrinių jėgų linijų skaičius, arba elektrinis jėgų srautas,

$$N = 4\pi (q_1 + q_2 + q_3 + \dots) = 4\pi \Sigma q, \quad (6,5)$$

nes

$$q_1 + q_2 + q_3 + \dots = \Sigma q.$$

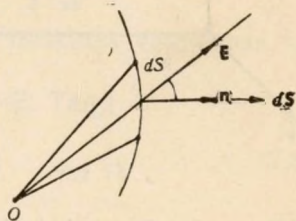
Dabar elektriniame lauke apgaubkime tam tikrą erdvės dalį uždaru paviršiumi (9 pav.). Jei paviršiaus viduje nėra elektros

krūvių (vadinasi, jame $\Sigma q = 0$), tai elektrinių jėgų linijų pro vieną jo pusę įeina į vidų tiek, kiek pro antrą jo pusę vėl išeina laukan, nes, jei nėra elektros krūvių viduje, nė viena jėgos linija negali prasidėti ir pasibaigti erdvės viduje. Šiuo atveju

$$N = 4\pi \Sigma q = 0. \quad (6,6)$$

§ 7. OSTROGRADSKIO—GAUSO TEOREMA IR JOS TAIKYMAI

Einančių pro 1 cm^2 plotą ir statmenų jam elektrinių jėgų linijų skaičius išreiškia šio ploto vietoje elektrinio lauko stiprumą (§ 5). Paimkime paviršiaus elementą dS (10 pav.), kuris taip orientuotas, kad jo normalė nukreipta išorėn. Elektrinio lauko stiprumas toje vietoje yra $\mathbf{E}$; paviršiaus dS normalė — $d\mathbf{S} = dS \cdot \mathbf{n}$, kur $\mathbf{n}$ — normalės vienetinis vektorius. Einąs pro paviršiaus elementą dS elektrinių jėgų linijų srautas



10 pav.

$$dN = \mathbf{E} d\mathbf{S}. \quad (7,1)$$

Per visą uždarą paviršių S praeinąs elektrinių jėgų linijų srautas

$$N = \oint \mathbf{E} d\mathbf{S}. \quad (7,2)$$

Kai uždaramė paviršiuje turime elektros krūvį q arba Σq , tai tada

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{S} = 4\pi q \quad (7,3)$$

arba

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{S} = 4\pi \Sigma q, \quad (7,3a)$$

o kai uždaramė paviršiuje nėra jokių elektros krūvių, tai

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{S} = 0. \quad (7,4)$$

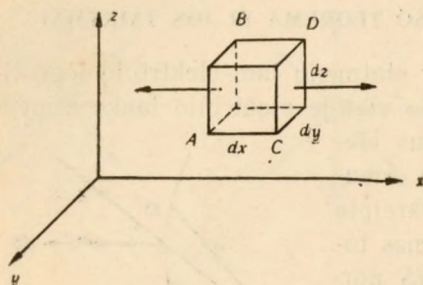
Lygtys (7,3) ir (7,4) išreiškia Ostrogradskio-Gauso teoremą, apibūdinančią elektrostatinį, t. y. besūkurinį, versmės lauką.

Panaudokime Ostrogradskio-Gauso teoremą elektrinio lauko stiprumui skaičiuoti.

1. *Elektrinio lauko stiprumas prie įelektrintos plonos begalinės plokštelės.* Kai plokštelės paviršinio elektros krūvio tankis yra η , iš 1 cm^2 išeina $4\pi\eta$ jėgų linijų. Jei plokštelės aplinkoje nėra kitų įelektrintų kūnų, tai jėgų linijos eina į abi plokštelės

puses simetriškai. Todėl prie plokštelės elektrinio lauko stiprumas $E = 2\pi\eta$.

2. *Elektrinio lauko stiprumas tarp dviejų lygiagrečių įelektrintų begalinių plokštelių.* Kai viena plokštelė įelektrinta teigiamai, o kita — neigiamai, ir jų elektros krūvio tankis lygus η , tai iš teigiamai įelektrintos plokštelės 1 cm^2 išeinančios $4\pi\eta$ jėgų linijos pasibaigia neigiamai įelektrintos plokštelės 1 cm^2 .



11 pav.

Taigi tarp plokštelių elektrinio lauko stiprumas $E = 4\pi\eta$. Į išorę jėgų linijos visai neišsina, todėl plokštelių išorėje lauko stiprumas lygus nuliui.

Taikydami Ostrogradskio-Gauso teoremą, išskaičiuokime elektrinį jėgų srautą pro paviršių nykstančiai mažo stačiakampio gretasienio, kurio briaunos eina stačiakampių koordinatinių ašių kryptimis (11 pav.). Briaunų ilgis yra dx , dy ir dz .

Sio stačiakampio gretasienio du paviršiai lygiagretūs plokštumai xy , du — yz ir du — zx . Gauso teoremoje paviršiaus normalė nukreipta išorėn; todėl trijų paviršių normalės eina teigiamų, o likusių trijų — neigiamų koordinatinių ašių kryptimis.

Iš pradžių apskaičiuokime lygiagrečių plokštumai yz paviršių $\int E dS$. Paviršiaus AB normalė nukreipta neigiamai, o paviršiaus CD teigiamai ašies x kryptimi. Elektrinio lauko stiprumo dedamoji, statmena paviršiui AB , atsižvelgiant į normalės kryptį, yra lygi — $(E_x)_x$, o statmena paviršiui CD $(E_x)_{x+dx}$. Indeksai x ir $x+dx$ parodo, kad E_x reikšmės imamos dviejose per dx nutolusiose erdvės vietose. Apytikriai, taikant Teiloro eilutę,

$$(E_x)_{x+dx} = (E_x)_x + \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} \right)_x dx. \quad (7,5)$$

Elektrinis jėgų srautas pro paviršius AB ir CD yra lygus:

$$\begin{aligned} -E_x \cdot dy \cdot dz + (E_x + \frac{\partial E_x}{\partial x} dx) dy \cdot dz &= \frac{\partial E_x}{\partial x} dx \cdot dy \cdot dz = \\ &= \frac{\partial F_x}{\partial x} d\tau, \end{aligned} \quad (7,6)$$

čia $d\tau$ yra stačiakampio gretasienio tūris. Panašiai samprotaudami rasime, kad elektrinis jėgų srautas per kitas paviršių poras bus lygus $\frac{\partial E_y}{\partial y} d\tau$ ir $\frac{\partial E_z}{\partial z} d\tau$. Taigi visas elektrinis jėgų srautas

$$\int_S \mathbf{E} d\mathbf{S} = \int_{\tau} \left[\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right] d\tau = 4\pi q = 4\pi \int_{\tau} \rho \cdot d\tau, \quad (7,7)$$

čia q elektros krūvio erdvinis tankis. Tokiu būdu,

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 4\pi \rho. \quad (7,8)$$

Vektorių algebroje $\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$ reiškiny s vadinamas vektoriaus $\mathbf{E}$ divergencija ir žymimas $\text{div } \mathbf{E}$. Taigi

$$\text{div } \mathbf{E} = 4\pi \rho; \quad (7,8a)$$

kai $\rho = 0$,

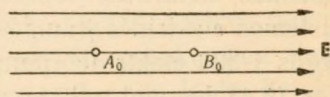
$$\text{div } \mathbf{E} = 0. \quad (7,8b)$$

Lygtis (7,8a) išreiškia elektrinį jėgų srautą bet kurioje erdvės vietoje. Ši lygtis yra ekvivalenti lygčiai (7,3).

Pagaliau lygtis (7,7) parodo, kad paviršinį integralą $\int_S \mathbf{E} d\mathbf{S}$ galima pakeisti tūriniu integralu $\int_{\tau} \left[\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right] d\tau$. Šios formos dėsnis tinka bet kuriam vektoriui.

§ 8. DARBAS ELEKTRINIAME LAUKE. POTENCIALAS

Esantį stiprumo $\mathbf{E}$ elektriniame lauke elektros krūvį q veikia elektrinė jėga $q\mathbf{E}$. Jos veikiamas elektros krūvis slenka jėgos veikimo kryptimi. Paslinkus elektros krūviui iš taško A_0 į tašką B_0 , nutolusį nuo A_0 per l (12 pav.), lauko atliktas darbas

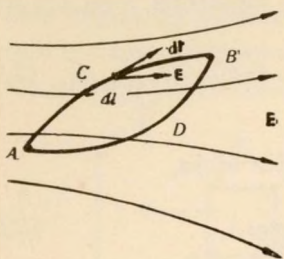


12 pav.

$$W = -qEl. \quad (8,1)$$

Tokio pat dydžio darbą turėsime atlikti, perkeldami elektros krūvį q iš B_0 į A_0 .

Dabar perkeltume krūvį q iš taško A į tašką B bet kuriuo keliu AB (13 pav.). Taškai A ir B gali būti bet kaip parinkti, ir elektrinio lauko stiprumas nėra visur vienodas. Šiuo atveju kelias AB nesutampa su jėgos veikimo kryptimi. Atliktam darbui surasti suskirstykime kelią AB į nykstančiai mažus kelio elementus $d\mathbf{l}$.



13 pav.

Perkėlus krūvį q nuotoliu $d\mathbf{l}$, atliktasis darbas

$$dW = -qE d\mathbf{l},$$

o perkėlus jį iš A į B —

$$W = -q \int_A^B E d\mathbf{l}. \quad (8,2)$$

Sistemai suteiktąjį darbą laikykime teigiamu, o pačios sistemos atliktąjį darbą neigiamu. Tada, esant q ir E teigiamiesiems, atliktasis darbas bus neigiamas, nes tuomet elektros krūvis slinks jėgų linijų kryptimi. Todėl (8,2) lygtyje integralas turės neigiamą ženklą. Pažymėkime

$$- \int_A^B E d\mathbf{l} = U_A^B. \quad (8,3)$$

Šį dydį vadiname *elektrine įtampa* tarp taškų A ir B . Tada

$$W = qU_A^B \quad \text{ir} \quad U_A^B = \frac{W}{q}. \quad (8,4)$$

Pastaroji lygtis rodo, kad elektrinė įtampa U_A^B tarp taškų A ir B išreiškia darbą, kurį reikia atlikti, kad teigiamą vieneto dydžio elektros krūvį perkeltume iš A į B . Kai šis darbas yra lygus 1 ergui, tada įtampa tarp taškų A ir B yra lygi CGSE vienetų sistemos elektrinės įtampos vienetui. Praktinis MKSA vienetų sistemos elektrinės įtampos vienetas yra *voltas* (V). 1 voltas yra lygus 1/300 elektrinės įtampos vieneto CGSE sistemoje. Iš lygties (8,4) lengvai galime nustatyti elektrinės įtampos dimensiją CGSE vienetų sistemoje:

$$[U] = \frac{[W]}{[q]} = g^{\frac{1}{2}} \text{cm}^{\frac{1}{2}} \text{s}^{-1}.$$

Praktikoje paprastai nustatoma elektrinio lauko įvairių taškų įtampa vieno laisvai parenkamo taško atžvilgiu. Tokiu tašku daž-

niausiai imamas bet kuris Žemės paviršiaus taškas. Kadangi Žemė yra laidus elektrai, tai jos visų paviršiaus taškų įtampa yra vienoda ir laikoma lygia nuliui (§ 10). Tada elektrinio lauko taško įtampą vadiname jo *elektriniu potencialu*. Tegul taško A elektrinis potencialas yra U_A , o taško B yra U_B . Tuomet elektrinė įtampa tarp taškų A ir B $U_A^B = U_B - U_A$; tokiu būdu, įtampa tarp dviejų taškų yra lygi jų potencialų skirtumui. Todėl elektrinę įtampą dažnai dar vadiname *potencialų skirtumu*.

Atliktąjį darbą W , perkeliant elektros krūvį q iš taško A į tašką B , galime ir taip išreikšti (8,4):

$$W = qU_A^B = q(U_B - U_A). \quad (8,5)$$

Elektrinis laukas, kaip jau minėjome (§ 5), yra nesūkurinis versmės laukas. Jame nėra uždaryų, sūkurius sudarančių jėgų linijų. Jos visos prasideda ir baigiasi elektros krūviuose arba begalybėje. Todėl atliktasis darbas, perkeliant elektros krūvį q iš taško A į tašką B , visai nepriklauso nuo kelio, kuriuo tas krūvis perkeliamas. Jeigu, perkeldami krūvį iš A į B keliu ACB (13 pav.), atliktume daugiau darbo, kaip perkeldami jį keliu ADB , tuomet, perkeldami jį keliu ADB iš A į B ir grąžindami atgal iš B į A keliu BCA , laimėtume darbo iš nieko. Bet tai prieštarauja energijos išsilaikymo dėsniui. Todėl besūkuriniame versmės lauke, perkeliant elektros krūvį q uždara kreive, atliekamas darbas yra lygus nuliui:

$$W = -q \oint \mathbf{E} d\mathbf{l} = 0;$$

iš čia

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{l} = 0, \quad (8,6)$$

vadinasi, elektrostatiname lauke išilgai uždaros kreivės įtampų suma yra lygi nuliui. Pastaroji (8,6) lygtis nusako, kad elektrostatinio ir, apskritai, besūkurinio versmės jėgų lauko bet kurio taško potencialas yra vienareikšmis; vadinasi, vienareikšmis yra ir potencialų skirtumas $U_B - U_A$ tarp dviejų lauko taškų B ir A .

Apskritai, visi jėgų laukai, tenkinantieji lygčių (7,3) ir (8,6) reiškiamas sąlygas, yra besūkuriniai versmės laukai. Jie dar

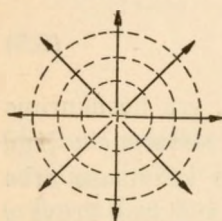
vadinami *potencialiniais laukais*. Vėliau (§ 72) susipažinsime su beversmiais sūkuriniais jėgų laukais.

Elektrostatinį lauką gerai apibūdina minėtosios lygtys:

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{S} = 4\pi q \quad \text{ir} \quad \oint \mathbf{E} d\mathbf{l} = 0. \quad (8,7)$$

§ 9. VIENODO POTENCIALO PAVIRŠIAI. RYŠYS TARP POTENCIALO GRADIENTO IR ELEKTRINIO LAUKO STIPRUMO

Geometrinė taškų vieta erdvėje, kur potencialas yra vienodas, paprastai sudaro uždarus paviršius. Juos vadiname *vienodo potencialo*, arba *ekvipotencialiniais paviršiais*. Šie paviršiai gaubia elektrinį lauką sukuriančius elektros krūvius. Pvz., susidariusio taškinio elektros krūvio aplinkoje elektrinio lauko vienodo potencialo paviršiai yra rutuliniai paviršiai, kurių centre yra elektros krūvis (14 pav.).



14 pav.

Perkėlę elektros krūvį iš vienos vienodo potencialo paviršiaus vietos į kurią kitą, neatliksime jokie darbo, nes tarp visų vienodo potencialo paviršiaus taškų įtampa, arba potencialų skirtumas, yra lygi nuliui. O tai bus tik tuomet, kai elektrinio lauko stiprumas, arba elektrinio lauko vektorius, bus visose paviršiaus vietose statmenas paviršiui. Taigi ir elektrinės jėgų linijos taip pat visur bus statmenos vienodo potencialo, arba ekvipotencialiniam, paviršiui.

Vienodo potencialo paviršiai, kaip ir jėgų linijos, visiškai pavaizduoja jėgų lauką erdvėje. Pažymėję bet kurio elektrinio lauko taško A potencialą U_A ir taikydami (8,3) lygtį, gausime:

$$-\int_A^B \mathbf{E} d\mathbf{l} = U_B - U_A. \quad (9,1)$$

Šį integralą diferencijuodami pagal apatinę ribą, turėsime:

$$dU_A = -\mathbf{E} d\mathbf{l} = -E \cos(\mathbf{E}, d\mathbf{l}) dl. \quad (9,2)$$

Paimtosios krypties $\mathbf{l}$ ir potencialo U_A diferencialų santykį žymime $\frac{dU_A}{dl}$, vadinasi,

$$\frac{dU_A}{dl} = -E, \quad (9,3)$$

taigi, potencialo U_A išvestinė kryptimi $\mathbf{l}$ nusako elektrinio lauko stiprumą minėtąja kryptimi taške A . Vadinasi, elektrinio lauko stiprumas koordinačių x, y ir z kryptimis bus taip išreiškiamas:

$$-E_x = \frac{dU}{dx} \mathbf{i}, \quad -E_y = \frac{dU}{dy} \mathbf{j} \quad \text{ir} \quad -E_z = \frac{dU}{dz} \mathbf{k}. \quad (9,4)$$

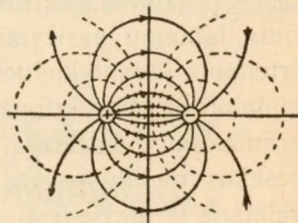
čia $\mathbf{i}, \mathbf{j}$ ir $\mathbf{k}$ yra vienetiniai vektoriai. Dydį $\frac{dU}{dx} \mathbf{i} + \frac{dU}{dy} \mathbf{j} + \frac{dU}{dz} \mathbf{k}$ vadiname potencialo U gradientu ir žymime $\text{grad } U$:

$$\text{grad } U = \frac{dU}{dx} \mathbf{i} + \frac{dU}{dy} \mathbf{j} + \frac{dU}{dz} \mathbf{k}.$$

Taigi potencialo gradientas išreiškia elektrinio lauko stiprumą, paimtą su neigiamu ženklu:

$$\text{grad } U = -\mathbf{E}. \quad (9,5)$$

Kuo stipresnis elektrinis laukas bet kuriame lauko taške, tuo didesnis toje vietoje potencialo gradientas. Įsivaizduokime elektriniame lauke išvestus vienodo potencialo paviršius taip, kad, pereinant nuo vieno paviršiaus prie kaimyninio, potencialas pakistų vienetu. Tada stipresnio elektrinio lauko srityje paviršiai bus arčiau, o silpnesnio — toliau vienas nuo kito. Paviršių sutankėjimas parodo elektrinio lauko stiprumo kitimą. Elektrinių jėgų linijų bei vienodo potencialo paviršių tinklas pavaizduoja elektrinio lauko stiprumą ir jo kitimą bet kurioje erdvės vietoje. 15 pav. nubrėžtos taškinių teigiamo ir neigiamo krūvių sudaryto elektrinio lauko jėgų linijos ir ekvipotencialiniai paviršiai.



15 pav.

§ 10. ELEKTROS KRŪVIŲ STATIKA LAIDININKUOSE. ELEKTROSTATINĖ INDUKCIJA

Pabandykime įelektrinti rankoje laikomą metalinį stiebelį, trindami jį kailio arba šilko gabalėliu. Jis visai neįsielektrina. Jį galėsime įelektrinti, laikydami tik už stiklo arba ebonito rankenėlės. Perbraukę ranka įelektrintą stiklinį arba ebonitinį stie-

belį, jį išelektriname. Nei rankoje laikomas metalinis stiebelis, nei ranka perbrauktas įelektrintas stiklo arba ebonito stiebelis nepajėgia išlaikyti elektrinio būvio, nes tada jų elektra nubėga į žemę. Vienuose kūnuose, pvz., metaliniuose, elektriniai krūviai gali laisvai slinkti, o kituose, pvz., stikle, gintare ir kt., jie slankioti negali. Pirmuosius kūnus vadiname *elektros laidininkais*, o antruosius — *dielektrikais*, arba *izoliatoriais*.

Gamtoje neturime absoliučių laidininkų, nei absoliučių izoliatorių. Kiekvienas kūnas yra daugiau arba mažiau elektrai laidus. Todėl neįmanoma kūnų griežtai suskirstyti į laidininkus ir izoliatorius. Geriausi elektros laidininkai yra metalai, o iš jų — auksas, sidabras, varis. Geriausi izoliatoriai yra gintaras, kvarcas, žėrutis, ebonitas ir visos normalaus būvio dujos. Šias dvi, laidininkų ir dielektrikų, medžiagų grupes jungia vadinamieji *puslaidininkiai*, kurių elektrinis laidumas nėra didelis, bet žymiai didesnis už dielektrikų elektrinį laidumą. Pusalaidininkiai yra, pvz., selenas, germanis ir kt. Vienintelis absoliutus dielektrikas, arba izoliatorius, yra vakuumas.

Elektros krūvių judėjimą, arba elektros srovę, laidininkais sąlygoja laisvas elektros krūvių nešėjų judesys. Didžiausiu elektriniu laidumu pasižymi metalai. Tyrimai parodė, kad elektros krūviams judant kietuose metaliniuose kūnuose, slenka tik neigiamieji elektros krūviai, o teigiamieji krūviai, surišti su atomų branduoliais, pasilieka nejudami. Neigiamųjų elektros krūvių nešėjais metaluose yra vadinamieji *laisvieji elektronai*, kurie, veikiant ir mažiausiai elektrinei jėgai, gali slinkti veikiančios jėgos kryptimi.

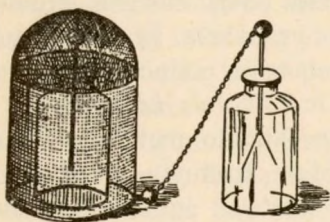
Įelektrinant metalus teigiamai, iš jų pašalinama dalis laisvųjų elektronų, ir tuo būdu sudaromas metale teigiamosios elektros perteklius. Įelektrinant juos neigiamai, susidaro laisvųjų elektronų perteklius.

Metale laisvieji elektronai išjuda, veikiant nors ir mažiausiai elektrinei jėgai. Jame elektros krūviai pusiausvyroje yra tik tada, kai jų neveikia jokia elektrinė jėga, taigi, kai išorės elektrinio lauko stiprumas lygus nuliui. Įelektrinto metalinio kūno perteklinis teigiamos arba neigiamos elektros krūvis, veikiamas Kulono atstūmimo jėgos, pasiskirsto kūno paviršiuje. Pro pastarąjį metalo laisvieji elektronai negali praeiti, nes metalo paviršiuje turime aukštą potencialą — vadinamąjį potencialinį barjerą (§ 64),

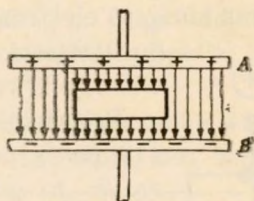
kuris ir sulaiko juos panašiai, kaip indo sienelės sulaiko dujų molekules.

Įelektrinto metalinio kūno elektros krūvis yra pusiausvyroje tik tada, kai kūno viduje elektrinio lauko stiprumas yra lygus nuliui, o jo paviršiuje jis yra statmenas pačiam paviršiui. Kitu atveju elektros krūvis (elektronai), veikiamas elektrinio lauko, slinks ir taip pasiskirstys, kad būtų tenkinama minėtoji sąlyga. Tokiu būdu, esant elektrostatinei pusiausvyrai, laidininko viduje elektrinio lauko nėra, $E=0$; vadinasi, laidininko viduje potencialas visur yra vienodas, o jo paviršius yra ekvipotencialinis.

Laidininko viduje elektrinio lauko stiprumas yra lygus nuliui, todėl elektrinės jėgų linijos į metalo vidų neįeina, o pasibaigia jo paviršiuje, būdamos statmenos jam. Tokias sąlygas turime ne tik vientisiniame, bet ir tuščiaviduriame metaliniame kūne. Kad taip iš tikrųjų yra, įsitikiname šiuo tyrimu. Įelektrintą elektroskopą apgaubus tankiu metaliniu tinkleliu (16 pav.), elektroskopo lapeliai susiglaudžia. Tinklinį gaubtą nukėlus, jie vėl prasiskečia. Tokia laidininkų ypatybė pasinaudojame jautriai elektrinei aparatūrai apsaugoti nuo išorinių trikdymų. Ją dedame į uždara metalinę dėžę arba visą apgaubiamo tankiu



16 pav.



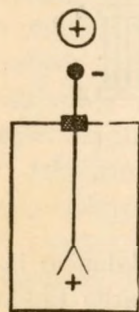
17 pav.

metaliniu tinkleliu. Dėžę arba tinklą įžeminame. Trikdančio išorinio elektrinio lauko jėgų linijos pasibaigia dėžės arba tinklo paviršiuje, neįeidamos į vidų. 17 pav. parodyta elektrinių jėgų linijų eiga tarp dviejų įelektrintų plokštelių *A* ir *B*, įdėjus tarp jų metalinę tuščiavidurę (Faradėjaus) dėžę. Jėgų linijos dėžės vidun neįeina. Kadangi elektrinės jėgų linijos prasideda ir pasibaigia laidininko paviršiuje, tai elektros krūviai visada pasiskirsto pačiame metalinio kūno paviršiuje; kūno viduje krūvių nėra. Tai parodo toks tyrimas. Įelektrinkime izoliuotą tuščiavidurį metalinį rutulį, turintį nedidelę skylutę. Iš pradžių palies-

kime bandomuoju izoliuotu metaliniu rutulėliu jo išorinį paviršių. Bandomasis rutulėlis įsielektrina, nes, juo palietus elektroskopą, pastarojo lapeliai prasiskiria. O dabar, ikišę pro skylutę vidun bandomąjį rutulėlį, palieskime juo tuščiaavidurio rutulio vidinį paviršių. Rutulėlis neįsielektrina, nes, palietus juo elektroskopą, lapeliai pasilieka susiglaudę.

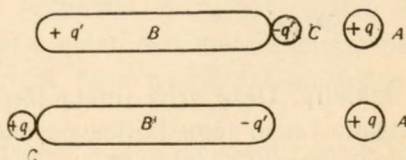
Jeigu įelektrintu rutulėliu paliesime izoliuoto, neįelektrinto, tuščiaavidurio rutulio išorinį paviršių, tai tik rutulėlio krūvio dalis pasiskirsto rutulio paviršiuje. Rutulėlis pasilieka dar įelektrintas. Bet jeigu įelektrintu rutulėliu paliesime rutulio vidinį paviršių, tai rutulėlis visai išsielektrina. Arba įdėkime elektroskopą į uždarą metalinio tinklo dėžutę ir sujunkime su dėže. Įelektrinus dėžę, elektroskopo lapeliai neprasiskiria, taigi elektroskopas neturi jokio elektros krūvio.

Artinkime įelektrintą kūną, pvz., stiklo arba ebonito rutulį, prie elektroskopo (18 pav.). Dar nepalietus elektroskopo, jo lapeliai prasiskiria. Nutolinus rutulį, jie vėl susiglaudžia. Apskritai, priartinus neįelektrintą metalinį kūną (laidininką) prie krūvio $+q$ įelektrinto kūno, pirmasis įsielektrina. Atkreiptoje į įelektrintą kūną pusėje atsiranda priešingo ženklo ($-q$), o nutolusioje pusėje — to paties ženklo ($+q$) elektros krūvis. Vėl nutolinus kūną, jo elektrinis būvis pranyksta. Šį reiškinį vadiname *elektrostatine indukcija*, o šiuo būdu gaunamus elektros krūvius — *indukuotais krūviais*.



18 pav.

Prie teigiamai įelektrinto metalinio rutulio *A* (19 pav.) priartinkime izoliuotą metalinį cilindrą *B*. Jo galuose susitelks indukuotieji elektros



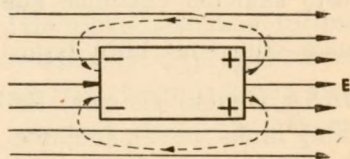
19 pav.

krūviai. Dabar artimiausią prie rutulio *A* cilindro galą palieskime izoliuotu metaliniu rutulėliu *C* taip, kad jis sudarytų su *B* vientisą paviršių. Tada indukuotas neigiamas elektros krūvis susirinks rutulėlyje. Palietę rutulėliu elektroskopą, įsitikinsime, kad jis įelektrintas neigiamai. Panašiai įsitikiname, kad nutolusiame cilindro gale indukuojamas teigiamas elektros krūvis.

Jei nutolusį cilindro B galą įžeminsime, tai jame susikaupęs teigiamos elektros krūvis nubėgs į žemę. Atjungus įžeminimą, cilindre pasiskirstys neigiamos elektros perteklius. Pasinaudoję elektrostatische indukcija, galime perskirti kūno elektros krūvius. Šiuo būdu perskiriame krūvius elektroforu, indukcijos, arba elektroforine, mašina ir kt. (§ 23).

Priartinto prie įelektrinto kūno laidininko atskiros dalys atsiduria skirtingo potencialo srityse. Todėl iš pradžių jo viduje susidaro elektrinis laukas. Jo veikiami laidininko laisvieji elektronai slenka tol, kol vėl atsistato elektrostatinė pusiausvyra, kurią sutrikdė išorinis elektrinis laukas. Pusiausvyrai nusistojant, laidininko elektros krūviai taip pasiskirsto, kad jų sukeltas elektrinis laukas panaikina laidininko viduje išorinį elektrinį lauką, ir lauko jėgų linijos pakrypsta statmena laidininko paviršiui kryptimi. Naujai pasiskirsčius laidininko elektros krūviams, jų algebrinė suma lieka lygi nuliui, bet teigiamo ir neigiamo krūvių svorio centrai nebesutampa; vienoje laidininko pusėje daugiau susitelkia teigiamos, o priešingoje — neigiamos elektros. Susitelkusių elektros krūvių dydis priklauso nuo išorinio elektrinio lauko jėgų linijų skaičiaus, kurios pasibaigia laidininko paviršiuje, bet indukuotasis elektros kiekis q' niekuomet negali būti didesnis už sukeliantį indukciją elektros kiekį q . Taigi laidininkas išoriniame elektriniame lauke pasidaro elektriniu dipoliu; sakome, jis poliarizuoja.

Laidininkų elektrinė poliarizacija elektriniame lauke iškraipo poliarizuojantį išorinį lauką laidininko aplinkoje, nes šalia išorinio elektrinio lauko laidininko aplinkoje atsiranda indukuotųjų elektros krūvių sukurtas elektrinis laukas. 20 pav. pavaizduotas išorinio lauko iškraipymas: indukuoto elektrinio lauko jėgų linijų kryptis laidininko galuose sutampa su išorinio lauko E jėgų linijų kryptimi; taigi šiose vietose atstojamasis elektrinis laukas sustiprėja. Tačiau laidininko šonuose abiejų laukų jėgų linijų kryptys yra priešingos, todėl čia atstojamasis laukas susilpnėja.



20 pav.

Dabar pabandykime ištirti, nuo ko priklauso laidininko indukuoto elektros krūvio q' dydis. Pasinaudokime dviguba metaline plokšte P , kurią sudaro suglaustos, bet lengvai atskiriamos

plokštelės su izoliuotomis rankenėlėmis R (21 pav.). Elektriniame lauke plokštelėse atsiranda indukuoti elektros krūviai, vienoje — teigiamas, kitoje — neigiamas. Jas perskyrę, tuos krūvius galime perkelti į elektroskopą ir nustatyti jų dydį. Skirtingose elektrinio lauko vietose bei įvairiai pakreipus plokštelę elektrinio lauko krypties atžvilgiu, atliktieji tyrimai parodė, kad a) tam



tikroje elektrinio lauko vietoje indukuotasis elektros krūvis q' yra didžiausias, kai plokštelės plokštumos yra statmenos lauko jėgų linijų kryptiai; jis lygus nuliui — pakreipus dvigubą plokštelę lygiagrečiai jėgų linijoms; b) kuo stipresnis yra elektrinis laukas arba kuo didesnis tą lauką sužadinantis krūvis, tuo q' yra didesnis; c) q' yra proporcingas plokštelės paviršiaus plotui.

Šios tyrimo išvados parodo, kad elektrostatinę indukciją galime aiškinti kaip tam tikro vektoriaus srautą pro dvigubą plokštelę; šio vektoriaus kryptis vakuume sutampa su elektrinio lauko kryptimi, o jo absoliutinė reikšmė yra proporcinga elektrinio lauko stiprumui E . Šį vektorių vadiname *indukcijos* (arba *poslinkio*) *vektorium* ir žymime D ; jį galime taip išreikšti:

$$D = \epsilon_0 E, \quad (10,1)$$

čia ϵ_0 yra proporcingumo koeficientas, vadinamas *dielektrine konstanta*. Jo dydis priklauso nuo pasirinktųjų vienetų.

Dielektrinė konstanta $\epsilon_0 = \frac{D}{E}$ nusako, koks indukcijos jėgų linijų skaičius vakuume sukelia tokią indukciją, kad elektrinio lauko stiprumas būtų lygus vienetui $\left(1 \frac{V}{m}\right)$, jei pasirinktume MKSA vienetų sistemą. Reikia pridurti, kad indukcijos D vektorių lauką pavaizduojame indukcijos jėgos linijomis panašiai kaip elektrinio vektoriaus E — elektrinėmis jėgų linijomis.

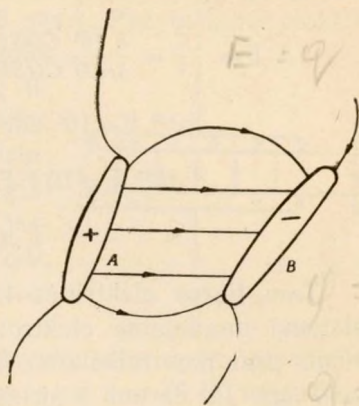
Indukcijos vektoriaus absoliutinę reikšmę D galime surasti, išmatavę dvigubą plokštelę indukuotos elektros tankį η' (16,5). Tada galėsime nustatyti ir ϵ_0 . Tokiais tyrimais buvo surasta, kad

$$\epsilon_0 = 8,859 \cdot 10^{-14} \frac{C/cm^2}{V/cm}.$$

ϵ_0 nurodo ryšį tarp elektros krūvio (C) ir įtampos (V) MKSA vienetų sistemoje.

§ 11. ELEKTRINIS TALPUMAS. KONDENSATORIAI

Paimkime du, vienas nuo antro nutolusius, laidininkus A ir B (22 pav.). Kitų laidininkų arti jų nėra. Laidininkas A įelektrintas teigiamu krūviu $(+q)$, o B — neigiamu krūviu $(-q)$. Tarp abiejų laidininkų susidaro elektrinis laukas, kurio stiprumas yra proporcingas jų elektros krūviui q ir priklauso nuo jų geometrinės konfigūracijos, t. y. nuo laidininkų formos bei padėties erdvėje. Elektriniame lauke turėsime elektrinę įtampą, kuri priklauso nuo jo stiprumo. Taigi ir susidariusi tarp laidininkų A ir B elektrinė įtampa U , kaip ir elektrinio lauko stiprumas, taip pat priklausys nuo laidininkų elektros krūvio dydžio ir jų konfigūracijos. Ją galime išreikšti taip:



22 pav.

$$U = \frac{q}{C}, \quad (11,1)$$

čia dydis C tepriklauso tik nuo laidininkų sistemos geometrinės konfigūracijos (jų formos ir padėties).

Iš lygties (11,1) turime

$$q = CU. \quad (11,2)$$

Pastaroji lygtis rodo, kad dviejų laidininkų sistemos turimas elektros kiekis q yra proporcingas susidariusiai tarp jų elektrinei įtampai. Proporcingumo koeficientą C , priklausančią tik nuo sistemos geometrinės formos, vadiname sistemos *elektriniu talpumu*.

Iš lygties (11,1) galime nustatyti elektrinio talpumo dimensiją:

$$[C] = \frac{[q]}{[U]} = \text{cm}.$$

CGSE vienetų sistemoje elektrinio talpumo vienetą vadiname *centimetru*.

1 cm talpumo yra tokia dviejų laidininkų sistema, kurioje susidaro CGSE vieneto dydžio elektrinė įtampa, kai ją įelektriname CGSE vieneto dydžio elektros kiekiu.

Praktinis MKSA vienetų sistemoje talpumo vienetas yra *faradas* (F). Tai yra tokios sistemos talpumas, kai sudarius tarp laidininkų 1 V potencialų skirtumą, laidininkuose telpa 1 C elektros kiekis:

$$1 \text{ F} = \frac{1 \text{ C}}{1 \text{ V}} = \frac{3 \cdot 10^9 \text{ CGSE}}{1/300 \text{ CGSE}} = 9 \cdot 10^{11} \text{ CGSE (arba cm)}.$$

$$10^{-6} \text{ F} = 10^5 \text{ cm} = 1 \text{ mikrofaradas } (\mu\text{F}),$$

$$10^{12} \text{ F} = 10^{-6} \text{ F} = 1 \text{ pikofaradas } (\pi\text{F}),$$

$$1 \pi\text{F} = 0,9 \text{ cm}.$$

Tam tikros elektrinės talpos dviejų ir daugiau laidininkų sistema naudojama elektrotechnikoje bei radiotechnikoje įvairiems praktikos reikalams. Tokius prietaisus vadiname *kondensatoriais*. Jie daromi įvairiausių formų ir rūšių, tačiau dažniausiai pasitaiko plokšti kondensatoriai. Kai kurių formų kondensatorių talpumus galima nesunkiai išskaičiuoti. Imkime vieną kitą pavyzdį.

A. *Rutulinis kondensatorius*. Imkime dviejų koncentrinų tuščiaidurių rutulių sistemą vakuume. Jų aplinkoje nėra jokių kitų laidininkų. Įelektrinkime vidinį rutulį elektros kiekiu $+q$. Tada ant išorinio rutulio bus indukuotas elektros kiekis $-q$. Pažymėkime vidinio rutulio radiusą R , išorinio R' , ir $R' \gg R$. Visos iš krūvio $+q$ radialiai išeinančios jėgų linijos sueis į krūvį $-q$. Nuotolyje r nuo rutulių centro elektrinio lauko stiprumas E yra lygus $E = \frac{q}{r^2}$ (6,3), o elektrinė įtampa tarp rutulinių paviršių yra (8,3)

$$U = - \int_R^{R'} \frac{q \cdot dr}{r^2} = q \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'} \right). \quad (11,6)$$

Laikykime $R' = \infty$, tai

$$U = \frac{q}{R} = \frac{q}{C};$$

tokiu būdu,

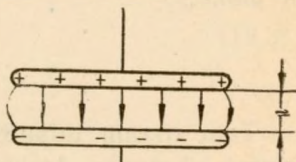
$$C = R, \quad (11,7)$$

vadinasi,

rutulio elektrinis talpumas CGSE elektrinių vienetų sistemoje yra lygus jo radiuso ilgiui, išreikštam centimetrais.

Zemės rutulio elektrinis talpumas yra lygus $6,37 \cdot 10^8$ cm ($R=6370$ km= $6,37 \cdot 10^8$ cm) arba apytikriai 700 μ F.

B. Plokščias kondensatorius. Plokščią kondensatorių sudaro dvi (o kartais ir daugiau) vienodo ploto metalinės plokštelės, esančios tam tikrame nuotolyje (23 pav.). Pažymėkime plokštelės plotą S , nuotolį tarp jų l ; nuotolis yra mažas, lyginant su plokštelių ilgiais. Kai tarp plokštelių yra elektrinė įtampa U , tai plokštelės bus įelektrintos (viena teigiamai, o antra neigiamai) elektros kiekiu $q=UC$. Jei plokštelių plotas yra didelis, galime laikyti, kad visos iš $+q$ išeinančios elektrinės jėgų linijos sueina į krūvį $-q$ ir eina lygiagrečiai tarp kondensatoriaus plokštelių. Išeinančių iš $+q$ jėgų linijų skaičius lygus $4\pi q$ (6,4), taigi elektrinio lauko stiprumas tarp kondensatoriaus plokštelių yra lygus



23 pav.

$E = \frac{4\pi q}{S}$. Elektrinė įtampa $U = El = \frac{4\pi ql}{S}$. Bet $q = UC$, taigi

$$C = \frac{q}{U} = \frac{S}{4\pi l}. \quad (11,8)$$

Plokščio kondensatoriaus talpumas, kaip rodo lygtis (11,8), yra tiesiog proporcingas plokštelių plotui ir atvirkščiai proporcingas jų nuotoliui. Nuotolį tarp kondensatoriaus plokštelių didinant, talpumas mažėja. Tai galima patirti šiuo būdu. Plokščio kondensatoriaus viena plokštelė prijungiama prie elektrometro stiebelio, o kita — prie jo dėžutės (24 pav.); tada kondensatorius ir elektrometras bus sujungti lygiagrečiai. Įelektriname kondensatorių, suteikdami jam bet kurį elektros krūvį. Tarp kondensatoriaus plokštelių susidarys elektrinė įtampa, ir elektrometro lapeliai prasiskirs. Nekeisdami elektros krūvio, padidinkime nuotolį tarp plokštelių. Elektrometro lapeliai prasiskiria daugiau, taigi elektrinė įtampa padidėja, bet kadangi $q=UC$ lieka pastovus, tai sistemos elektrinis talpumas sumažėja. Ir atvirkščiai, kondensatoriaus plokšteles suartinus, sistemos talpumas padidėja, elektrinė įtampa tarp kondensatoriaus plokštelių sumažėja, elektrometro lapeliai kiek susiglaudžia.



24 pav.

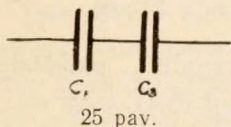
Medžiaginėje aplinkoje kondensatorių talpumas didėja ϵ kartų, kur ϵ yra aplinkos dielektrinė konstanta (§ 18). Rutulinio kondensatoriaus su dielektriku talpumas

$$C = \epsilon R \quad (11,7a)$$

ir plokščio

$$C = \frac{\epsilon S}{4\pi l}. \quad (11,8a)$$

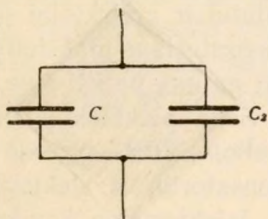
Tam tikram talpumui sudaryti kondensatorius dažnai jungiame į bateriją. Atskirus kondensatorius galime sujungti arba nuosekliai (25 pav.), arba lygiagrečiai (26 pav.), o kartais miš-



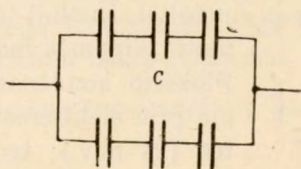
25 pav.

riai, t. y. atskirų grupių kondensatoriai jungiami nuosekliai, o grupės tarp savęs jungiamos lygiagrečiai (27 pav.) arba atvirkščiai. Iš pradžių suraskime nuosekliai sujungtų dviejų kondensatorių

baterijos talpumą C , kai atskirų kondensatorių talpamai yra C_1 ir C_2 (25 pav.). Sudarius tarp baterijos kraštinių plokštelių elektrinę įtampą U , plokštelės įsielektrina elektros kiekiu $q = UC$. Indukcijos būdu įsielektrina ir abi sujungtosios vidinės plokštelės tokiu pat elektros kiekiu $q = UC$, nes visos kondensatoriuje



26 pav.



27 pav.

einančios elektrinės jėgų linijos prasideda ir pasibaigia ant plokštelių. Pažymėkime dalinę įtampą tarp atskirų kondensatorių plokštelių U_1 ir U_2 ; tada

$$U = U_1 + U_2$$

arba

$$\frac{q}{C} = \frac{q}{C_1} + \frac{q}{C_2}.$$

Taigi nuosekliai sujungtų kondensatorių baterijos talpumas gaunamas iš šios formulės:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}. \quad (11,9)$$

Vadinasi,

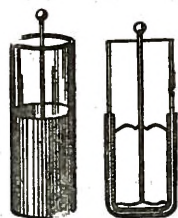
$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}. \quad (11,10)$$

Kai $C_1 = C_2$, tai $C = \frac{C_1}{2}$.

Dabar sujunkime tuos du kondensatorius lygiagrečiai (26 pav.). Sudarius tarp gautosios kondensatorių baterijos plokštelių įtampą U , talpumo C_1 kondensatoriuje turėsime elektros kiekį $q_1 = UC_1$, o talpumo C_2 — kiekį $q_2 = UC_2$. Visas baterijos elektros kiekis $q = q_1 + q_2$ arba $UC = UC_1 + UC_2$. Taigi lygiagrečiai sujungtų kondensatorių baterijos talpumas

$$C = C_1 + C_2. \quad (11,11)$$

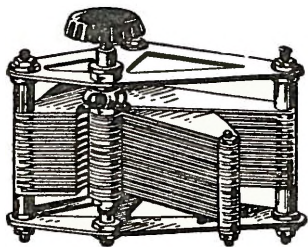
Kondensatoriaus plokštelės yra įelektrintos viena teigiamai, kita neigiamai. Visas kondensatoriaus elektros kiekis yra lygus nuliui. Bet paprastai kalbame apie kondensatoriaus elektros krūvį, kuris lygus vienos atskiros kondensatoriaus plokštelės elektros kiekiui. Seniausios formos kondensatorius yra Leideno stiklinė (28 pav.). Jį sudaro stiklinis cilindras iš vidaus ir išorės aplipdytas alavo folija. Dabar gaminamų Leideno stiklinių paviršius elektrolitiniu būdu padengiamas storesniu vario sluoksniu. Tokie kondensatoriai tinka aukštam potencialui ir gerai išlaiko dešimčių tūkstančių voltų potencialų skirtumą. Jų talpumas siekia 10^{-8} — 10^{-9} farado.



28 pav.

Kadangi plokščių kondensatorių talpumas priklauso nuo plokštelių ploto (11,8), todėl didesnio talpumo kondensatoriai turi ne dvi, bet dvi atskiras, izoliuotas viena nuo kitos, lygiagrečių plokštelių grupes. Keičiamo talpumo kondensatoriuose viena plokštelių grupė sujungiama su ašimi taip, kad tos grupės plokštelės galime daugiau arba mažiau įterpti tarp antrosios grupės plokštelių (29 pav.). Tokie kondensatoriai plačiai naudojami radiotechnikoje. Techniškuosius kondensatorius dažniausiai

sudaro dvi ilgesnės, parafinuotu popierium perdėtos ir suvyniotos plonos alavo juostelės. Tokių kondensatorių plokštelių plotas didelis, o nuotolis tarp plokštelių mažas; todėl jų talpumas didelis. Sudarius didesnę įtampą, tarp kondensatoriaus plokštelių gali prašokti elektrinė kibirkštis ir pramušti dielektriko (izoliuojantį) sluoksnį. Todėl nuotolis tarp plokštelių turi atitikti įtampą. Paprastai ant kondensatorių pažymima leidžiama didžiausia įtampa.



29 pav.

§ 12. ĮELEKTRINTO LAIDININKO ENERGIJA. ELEKTRINIO LAUKO ENERGIJA

Įelektrinant bet kurį laidininką, pvz., sudarant tarp kondensatoriaus plokštelių įtampą, sukaupiamas tam tikras energijos kiekis. Jį galime apskaičiuoti taip. Sakykime, kad įelektrinto laidininko įtampa yra U ; jei laidininko talpumas lygus C , tai jame turime elektros kiekį $q = UC$. Padidinkime jo elektros krūvį elektros kiekiu dq . Norint tai padaryti, reikės nuveikti darbą

$$dW = U \cdot dq = \frac{q}{C} \cdot dq.$$

Suteikdami laidininkui elektros krūvį q , atliekame darbą

$$W = \int_0^q U \cdot dq = \frac{1}{C} \int_0^q q \cdot dq = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} = \frac{1}{2} qU = \frac{1}{2} CU^2. \quad (12,1)$$

Tokia energija susikaupia laidininke, kai ją įelektriname elektros kiekiu q . Įelektrindami laidininką, ją vėl atgauname elektrinės arba kitokios energijos pavidalu.

Keičiant laidininko elektros krūvį, pakinta jo aplinkoje susidariusio elektrinio lauko stiprumas, o kartu pakinta ir sukaupta energija. Taigi energija susikaupia elektriniame lauke. Galime surasti ryšį tarp energijos ir lauko stiprumo. Imkime plokščią kondensatorių. Jo talpumas (11,8) $C = \frac{S}{4\pi l}$. Kai tarp kondensatoriaus plokštelių yra įtampa U , jo energija

$$W = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{1}{8\pi} \frac{SU^2}{l} = \frac{1}{8\pi} E^2 Sl, \quad (12,2)$$

nes $U=El$. Bet Sl išreiškia tūrį, esantį tarp kondensatoriaus plokštelių; šiame tūryje yra susidaręs elektrinis laukas ir susikau-pusi įelektrinto kondensatoriaus energija. Elektrinio lauko tūrio vienetė sukaupytą energiją vadiname *elektrinio lauko energijos tankiu* ir žymime ρ . Šiuo atveju energijos tankis vakuume

$$\rho = \frac{1}{8\pi} E^2, \quad (12,3)$$

o medžiaginėje aplinkoje ϵ kartų didesnis:

$$\rho = \frac{\epsilon E^2}{8\pi}. \quad (12,3a)$$

Įelektrinto kondensatoriaus plokštelės turi vienodus, tik priešingo ženklo elektros krūvius, todėl tarp jų turi veikti kuloninė traukės jėga F . Tegul nuotolis tarp plokštelių yra x . Padidinkime jį dydžiu dx . Atliktasis darbas $dW=F \cdot dx$. Iš pastarosios lygties turime:

$$F = \frac{dW}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{2} \frac{q^2}{C} \right) = \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{2} U^2 C \right). \quad (12,4)$$

Plokščio kondensatoriaus talpumas $C = \frac{S}{4\pi x}$ ir jo energija $W = q^2 \frac{2\pi x}{S}$. Įstatę reikšmę W į (12,4) ir išdiferencijavę, gauname:

$$F = \frac{2\pi q^2}{S} = \frac{2\pi C^2 U^2}{S} = \frac{S}{8\pi x^2} U^2 = \frac{S}{8\pi} E^2, \quad (12,5)$$

nes elektrinio lauko stiprumas $E = \frac{U}{x}$. Taigi tarp kondensatoriaus plokštelių veikianti traukos jėga nepriklauso nuo plokštelių nuotolio, bet taip yra tik tada, kai visos elektrinės jėgų linijos prasideda vienos plokštelės elektros krūvyje $+q$ ir pasibaigia antros plokštelės krūvyje $-q$, neišsibarstydamos erdvėje, taigi kai plokštelės yra be galo didelės. Tuomet elektrinio lauko stiprumas E tarp kondensatoriaus plokštelių nepriklauso nuo jų nuotolio. Esant pastoviam kondensatoriaus krūviui q , įtampa yra proporcinga nuotoliui tarp plokštelių. Esant pastoviai įtampai, veikianti traukos jėga yra atvirkščiai proporcinga nuotolio tarp plokštelių kvadratui.

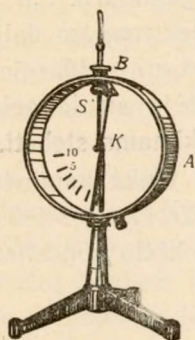
§ 13. ELEKTROMETRAI

Elektrinei įtampai matuoti naudojami įvairūs metodai ir prietaisai. Dažniausiai šiam tikslui naudojame *elektrometrus*. Kai matuojame, tarp elektrometro izoliuotos judamos dalies, pvz., lapelių arba rodyklėlės, ir jų apdangos sudarome elektrinę įtampą. Elektrometrų apdanga paprastai įžeminama, kad ji apsaugotų judamąją elektrometro dalį nuo pašalinio elektrinio lauko trukdymų. Taip sujungtas elektrometras sudaro dviejų laidininkų sistemą, turinčią tam tikrą elektrinį talpumą C . Prijungus elektrinę įtampą U , izoliuotoji elektrometro dalis įsielektrina elektros krūviu $q = UC$, kurio dalis pasiskirsto judamoje elektrometro sistemoje; tokio pat dydžio, tik priešingo ženklo elektros krūvis yra ant elektrometro apdangos. Tokiu būdu, elektrometro viduje susidaro elektrinis laukas; jo veikiama judamoji elektrometro dalis paslenka apdangos link. Įtampai didėjant, elektrinis laukas elektrometro viduje stiprėja; didėja ir elektrometro judamosios dalies elektros krūvis. Vadinasi, judamąją elektrometro dalį veikianti jėga yra proporcinga elektrinio lauko stiprumo ir elektros kiekio sandaugai, taigi proporcinga matuojamai elektrinei įtampai. Tokiu būdu, elektrometro judamos dalies nukrypimas yra proporcingas įtampai. Pakitus sistemos talpumui (prijungus laidus), jos elektros kiekis pakinta, bet elektrometro viduje sąlygos nepasikeičia, todėl nekintant įtampai, elektrometro rodyklės nukrypimas lieka nepakitęs. Taigi vieną kartą nustatę elektrometro skalės padalų reikšmę, galime visais atvejais ją naudoti įtampai matuoti.

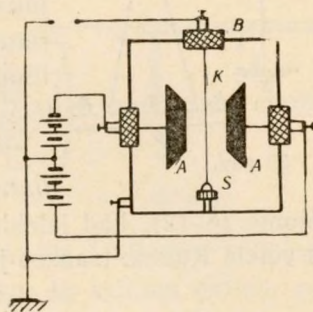
Elektrometru galėtume matuoti ir elektros kiekį, tinkamu būdu įvertinę skalės padalas, bet skalės padalų reikšmė elektros kiekiui matuoti griežtai tinka tik tol, kol elektrometro talpumas lieka pastovus. Pastarajam pakitus, kinta ir elektros krūvio pasiskirstymas elektrometre, pasikeičia ir judamosios dalies elektros krūvis, o nuo pastarojo priklauso judamosios dalies nukrypimas.

Elektrometrai yra įvairių rūšių. Laboratorijose dažniausiai naudojamas 30 pav. pavaizduotas *rodiklinis elektrometras*. Pro gintaro arba ebonito izoliacijos kamštį B įstatytas skalės laikiklis S , kurio guoliuose padėta rodyklėlė K , galinti laisvai suktis aplink gulsčiąją ašį. Elektrometro dėžę A sudaro žiedinės formos metalinė apdanga. Abiejuose, priešakinėje ir užpakalinėje, apdangos pusėse įtaisyti langeliai stebėjimui.

Styginių, arba siūlinių, elektrometrų judamąją dalį sudaro vienas arba du platininiai arba platinuoti kvarco siūleliai K (31 pav.), viršuje pritvirtinti prie einančio pro izoliacijos kamštį B stiebelio, o apačioje — prie kvarcinio lankelio S . Pastarąjį



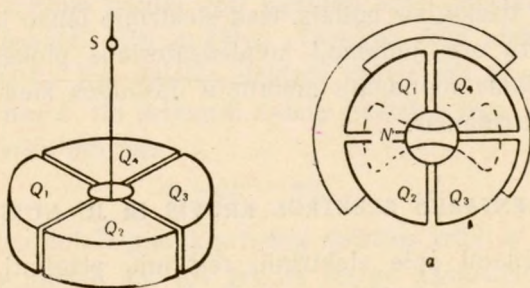
30 pav.



31 pav.

daugiau arba mažiau įtempdami, galime keisti elektrometro siūlelių įtempimą, taigi ir jautrumą. Ties siūleliais prie apdangos pritaisytos metalinės keturkampės plokštelės A . Elektrometrą įelektrinus, *vienasiūlio* elektrometro siūlelis išlinksta, o *dvisiūlio* — siūleliai prasiskiria. Siūlelių paslinkimus stebime mikroskopu.

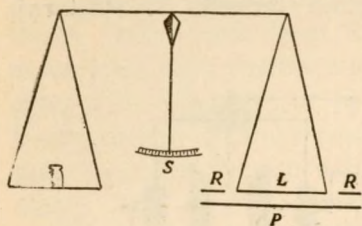
Mažoms elektrinėms įtampoms matuoti laboratorijose plačiai naudojamas *kvadrantinis elektrometras*. Jį sudaro apskrita meta-



32 pav.

linė dėžutė A , padalyta į 4 kvadrantus Q_1 , Q_2 , Q_3 ir Q_4 (32 pav.). Kvadrantai atskirti vienas nuo kito siauru tarpeliu ir izoliuoti. Jie sujungiami tarp savęs kryžmiškai po du ir sudaro kvadrantų

poras (32 pav., a). Kvadrantinės dėžutės viduje laisvai sukiojasi ant plono metalinio arba pasidabruoto kvarcinio siūlelio pakabinta skaičiaus 8 formos plona metalinė arba metalinto popieriaus plokštelė N — adatėlė, pa-



33 pav.

vaizduota punktyru. Ji sudaro judamąją elektrometro dalį. Kvadrantai įtvirtinti uždaroje metalinėje dėžutėje su langeliu adatėlės pasisukimams stebėti.

Pagaliau tenka paminėti *absoliutinį elektrometrą* (33 pav.).

Jau kalbėjome (§ 12), kad įelektrinto plokščio kondensatoriaus plokštelės veikia Kulono traukos jėga

$$F = \frac{S}{8\pi\lambda^2} U^2.$$

Ją galima išmatuoti, padarius vieną kondensatoriaus plokštelę judama. Absoliutiniame elektrometre vieną plokščio kondensatoriaus plokštelę atstoja plokščia jautrių svarstyklių lėkštelė L . Po ja lygiagrečiai padėta antroji nejudama, žymiai didesnio ploto plokštelė P . Įelektrinus vieną plokštelę, veikiamos Kulono jėgos svarstyklės iškrypsta iš pusiausvyros. Jas grąžiname į pusiausvyrą, padėję į antrąją svarstyklių lėkštelę svarelius. Pastarųjų svoris parodo veikiančios Kulono traukos jėgos dydį. Matuodami šiuo elektrometru, įtampą nustatome iš jėgos ir nuotolio, kuriuos išmatuojame tiesiogiais būdais. Kad elektrinio lauko jėgų linijos neišsisklaidytų ore, judamoji kondensatoriaus plokštelė (lėkštelė) apjuosiamą nejudamu metaliniu apsaugos žiedu R , kuris taip pat įelektrinamas.

§ 14. ELEMENTARUS ELEKTROS KRŪVIS IR JO NUSTATYMAS

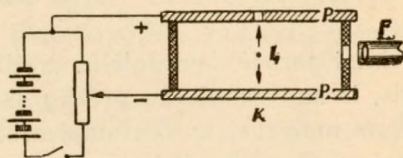
§ 1 kalbėdami apie elektrinių reiškinių prigimtį, iškėlėme aikštėn elektros diskretinę struktūrą. Šį teiginį patvirtina bandymai.

Elektros kiekiu q įelektrintą dalelę, esančią stiprumo E elektriniame lauke, veikia elektrinė jėga

$$F = qE.$$

Kol dalelės elektros krūvis yra pastovus, tol nekinta ir viena-lyčiame lauke veikianti elektrinė jėga. Bet krūviui pakitus, ji pasikeičia, ir jos kitimo pobūdis priklauso nuo elektros krūvio kitimo. Taigi mažytę įelektrintą dalelę veikiančios elektrinės jėgos tolydinis arba šuoliškas kitimas parodo, kaip tolydžiai ar šuoliais kinta elektros krūvis. Šiuo metodu elektrinės jėgos kitimo stebėjimus yra atlikęs Milikenas.

Tarp iš visų pusių uždar-tyto kondensatoriaus K plokš-telių P (34 pav.) įpurkščia-



34 pav.

me smulkučių aliejaus lašelių-dalelių L . Svorio veikiami, laše-liai krinta vienodu greičiu žemyn. Jų kritimą galime sekti žiū-ronu F , kurio regimąjį lauką dengia siūlų tinklelis. Nuotolis tarp tinklelio siūlų yra žinomas.

Aliejaus lašelio kritimo greitis v_1 yra proporcingas jo svo-riui mg , čia m yra lašelio masė, g — laisvai krintančio kūno grei-tėjimas, taigi

$$v_1 \sim mg. \quad (14,1)$$

Dabar lašelį-dalelę įelektrinkime (paprastai, smulkinami laše-liai įsielektrina) ir tarp kondensatoriaus plokštelių sudarykime elektrinę įtampą. Tuomet dalelę veikia jau dvi jėgos: dalelės svoris ir elektrinė jėga; priklausomai nuo elektrinio lauko kryp-ties dalelės kritimo greitis gali padidėti arba pamažėti; kartais dalelė gali pradėti kilti aukštyn. Tarkime, kad elektrinė jėga nukreipta į viršų. Kai dalelės elektros krūvis yra q , o elektrinio lauko stiprumas E , tai veikianti dalelę elektrinė jėga yra lygi qE ir dalelės greitis jau bus

$$v_2 \sim qE - mg. \quad (14,2)$$

Jei bekrisdama dalelė gauna priedinį elektros krūvį q' (pvz., prie jos prikimba jonas), tai jos greitis staiga pasikeičia; naujasis jos greitis

$$v'_2 \sim qE + q'E - mg. \quad (14,3)$$

Jono masė labai maža, todėl jos neskaitome. Iš (14,1) ir (14,2) gauname:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{qE - mg}{mg}, \quad (14,4)$$

ir iš (14,1) ir (14,3):

$$\frac{v_2'}{v_1} = \frac{qE + q'E - mg}{mg}. \quad (14,5)$$

Taigi,

$$\frac{v_2' - v_2}{v_1} = \frac{q'E}{mg}. \quad (14,6)$$

Tyrimai parodė, kad dalelės greitis kinta ne tolydiškai, bet šuoliais, ir kad išmatuotų greičių skirtumas $v_2' - v_2$ yra lygus tam tikram mažiausiam skirtumui arba yra jo kartotinis. Tačiau dydžiai m , E , g ir v_1 lieka pastovūs, todėl toks dalelės greičio kitimas rodo, kad oro jonų elektros krūvis yra tam tikro mažiausio — elementaraus elektros krūvio kartotinis arba, kad elektra turi kvantinę struktūrą.

Norėdami palyginti jono ir dalelės elektros krūvius, paimkime tokį santykį:

$$\frac{v_2 + v_1}{v_1} = \frac{qE}{mg}, \quad (14,7)$$

tada

$$\frac{v_2 + v_1}{v_2' - v_2} = \frac{q}{q'}. \quad (14,8)$$

Milikenas rado, kad dalelės elektros krūvis yra mažiausio elementaraus elektros krūvio kartotinis.

Pagaliau, žinant dalelės masę, galima apskaičiuoti ir jos elektros kiekį. Dalelės masę m ir jos kitimo greitį v_1 sieja ši Stokso išvesta priklausomybė:

$$\frac{4\pi r^3}{3} (q - q_0) g = 6\pi\eta r v_1. \quad (14,9)$$

Cia r yra dalelės radiusas, q ir q_0 — dalelės ir jos aplinkos tankiai, η — vidinės trinties koeficientas. Iš lygties (14,9) galime išskaičiuoti dalelės radiusą; o žinodami jį, galime surasti ir jos masę. Tuomet iš lygties (14,4) surasime ir dalelės krūvį q . Milikenas ir kiti tyrinėtojai matavo tūkstančių įelektrintų dalelių kritimo greitį ir iš tų duomenų surado mažiausią, arba elementarų, elektros krūvį e :

$$e = (4,80193 \pm 0,00100) \cdot 10^{-10}$$

CGSE elektros kiekio vienetų.

Minėtas būdas elementariam elektros krūviui e matuoti remiasi Stokso dėsnio. Labai mažoms dalelėms, kurios gali būti nebe rutulinės formos ir korėtos, šis dėsnis tokia paprasta forma (14,9) netinka. Tenka įvesti keletą pataisų.

Elementarių elektros krūvį galima nustatyti, sekant įelektrintos dalelės Brouno judėjimą dujose. Einšteinas yra išvedęs, kad dalelės poslinkių x tam tikra kryptimi kvadratų vidurkį $\bar{x}^2$ galima išreikšti taip:

$$\bar{x}^2 = \frac{2RT}{6N\pi\eta r} t. \quad (14,10)$$

Čia R yra universalinė dujų konstanta, T — absoliutinė temperatūra, N — Lošmito skaičius, η — dujų vidinės trinties koeficientas, r — dalelės radiusas, t — laikas, per kur sekamas dalelės slinkimas. Paprastai sekamas smulkių įelektrintų Brouno dalelių judėjimas elektriniame lauke. Tokios dalelės gali būti smulkučiai vandens lašeliai, kai vandens garų kondensacijos branduoliai yra jonai. Patalpinus tokią dalelę į elektrinį lauką, pastarojo stiprumą E galima taip parinkti, kad jo veikimas atsvertų dalelės svorio jėgos veikimą, taigi, kad

$$qE = 6\pi\eta r v_1. \quad (14,11)$$

Įstatę tai į lygtį (14,10) gausime:

$$Nq = \frac{2RTv_1 t}{\bar{x}^2 E}. \quad (14,12)$$

Tokiu būdu galima surasti Nq , tik reikia išmatuoti dalelės poslinkių x kvadratų vidurkį $\bar{x}^2$ ir jos kritimo greitį v_1 dujose.

II SKYRIUS

ELEKTROSTATINIAI REIŠKINIAI MEDŽIAGINĖSE APLINKOSE

§ 15. DIELEKTRINĖ POLIARIZACIJA. NEPOLIARINĖS IR POLIARINĖS MEDŽIAGOS

Iki šiol nagrinėjome elektrostatinčius reiškinius nemedžiaginėje aplinkoje, arba tuštumoje — vakuume. Patyrimas rodo, kad medžiaginė aplinka, pvz., oras, vanduo, stiklas ir kt., veikia šiuos reiškinius. Tai parodo ir toks bandymas. Tarp įelektrinto plokščio kondensatoriaus plokštelių padėjime ebonito plokštelę. Tada prijungto prie kondensatoriaus plokštelių elektrometro lapelio nukrypimas sumažėja, taigi kondensatoriaus talpumas padidėja. Panašų reiškinį matome, įdėdami tarp kondensatoriaus plokštelių kitų elektrai nelaidžių medžiagų plokšteles. Tik kiekvieną kartą elektrometro parodymų pakitimas bus kitoks.

Medžiaginių aplinkų įtaka elektriniams reiškiniams aiškinama taip. Dielektrikai, t. y. elektrai nelaidžios medžiagos, yra sudėti arba iš molekulių (amorfinės medžiagos), arba iš jonų bei atomų (joniniai ir valentiniai kristalai). Bet juose nėra laisvųjų elektros krūvių nešėjų, kokius turime laidininkuose, pvz., metaluose. Kietuose dielektrikuose elementaraus krūvio nešėjai (jonai, atomai bei molekulės) yra palaikomi atominių arba molekulių jėgų tam tikrose pusiausvyros padėtyse. Skystuose ir dujiniuose dielektrikuose molekulės nėra standžiai pririštos prie tam tikrų vietų, bet gali daugiau ar mažiau laisvai judėti.

Apskritai, nelaidžias elektrai medžiagas skirstome į dvi grupes: *nepoliarines* ir *poliarines medžiagas*. Nepoliarinių medžiagų molekulės teigiamas ir neigiamas elektros krūviai yra taip pasiskirstę, kad jų svorio centrai sutampa. Šių medžiagų molekulės yra neutralios ir neturi elektrinio momento. Kai nepoliarinę medžiagą patalpiname į elektrinį lauką, tai pastarojo veikiami medžiagos molekulių elementarūs elektros krūviai paslenka iš pusiausvyros padėties: teigiamieji krūviai — elektrinio lauko

kryptimi, o neigiamieji — priešinga. Šį reiškinį vadiname medžiagos *dielektrine poliarizacija*. Atomuose bei jonuose laisviau surišti su branduoliu valentiniai elektronai paslenka elektriniam laukui priešinga kryptimi, o pats branduolys — elektrinio lauko kryptimi. Tokią poliarizaciją vadiname *elektronų poslinkio*, arba *elektronine, poliarizacija*. Joniniuose kristaluose slenka teigiamieji ir neigiamieji jonai. Šiuo atveju turime *jonų poslinkio*, arba *joninę, poliarizaciją*. Pakitus elektros krūvių pasiskirstymui, teigiamo ir neigiamo krūvių svorio centrai nebesutampa. Molekulės virsta elektriniais dipoliais. Sakome, kad jos yra elektrinio lauko deformuojamos. Taip susidaręs molekulių elektrinis momentas vadinamas *indukuotu momentu*. Jis esti, tik kol veikia išorinis elektrinis laukas. Medžiagai poliarizuojantis, susidarę elektriniai dipoliai elektriniame lauke daugiau arba mažiau orientuojasi lauko kryptimi.

Kartais susidarant molekulėms iš atomų, jų elektros krūviai taip pasiskirsto, kad jų svorio centrai nebesutampa ir molekulės pasidaro elektriniais dipoliais. Tokias molekules vadiname *poliarinėmis molekulėmis*, o medžiagą — *poliarine*. Poliarinių medžiagų molekulės turi nuolatinį elektrinį momentą. Bet visą laiką judančios ir susiduriančios tarp savęs molekulės nukreipia dipolių ašis įvairiausiomis kryptimis, todėl visų dipolių atstojamasis veikimas lygus nuliui. Normalaus būvio poliarinė medžiaga nėra įelektrinta.

Jei molekulėje elektros krūviai nėra ypatingai standžiai surišti, tai išorinis elektrinis laukas nuotolį tarp jų pakeičia, ir molekulių dipolių elektrinis momentas pakinta, jis padidėja. Be to, elektrinio lauko veikiami poliarinių medžiagų elektriniai dipoliai stengiasi pakrypti elektrinio lauko kryptimi. Kreipiamoji jėga yra tuo stipresnė, kuo yra stipresnis išorinis laukas. Šį reiškinį vadiname *dipoline poliarizacija*. Bet molekulėms visą laiką judant ir tarp savęs susiduriant, orientacija iš dalies suyra. Kadangi aukštesnėje temperatūroje molekulės juda greičiau ir dažniau susiduria, tai toje temperatūroje orientacinė poliarizacija yra mažesnė kaip žemesnėje.

Pagaliau tenka paminėti dar vieną dielektrinės poliarizacijos rūšį. Bet kuriame dielektrike turime įelektrintų dalelių (paskirų jonų, poliarinių radikalų ir mažiau arba daugiau sudėtingą įelektrintą molekulių kompleksą), kurios yra palyginti silpnai surištos su aplinkinėmis dalelėmis ir, dalyvaudamos šiluminia-

me judėjime, gali paslinkti per molekulinį, o kartais ir didesnį nuotolį. Išorinis elektrinis laukas kiek sutvarko šių dalelių judėjimą, todėl dielektrike susidaro nesimetrisis elektros krūvio pasiskirstymas. Tai sąlygoja tam tikrą elektrinį momentą. Toks laisviau surištų įelektrintų dalelių nesimetrisis pasiskirstymas ir sąlygoja medžiagos poliarizaciją. Paprasčiausias šios rūšies poliarizacijos atvejis — tai jonų šiluminio judėjimo sąlygota dielektriko poliarizacija, kuri vadinama *relaksacine poliarizacija*.

Taigi bet kurios rūšies poliarizacija dielektrike suvedama į elektrinių dipolių susidarymą ir jų orientaciją išoriniame elektriniame lauke.

§ 16. DIELEKTRIKŲ POLIARIZACIJOS AIŠKINIMAS MOLEKULINĖJE MEDŽIAGOS TEORIJOJE

Medžiagos dielektrinė poliarizacija nusakoma jos tūrio vienetė indukuoto elektrinio momento $\mathbf{P}$. Jei tūrio vienetė (1 cm^3) yra n dipolių, o i -to dipolio elektrinis momentas $\mathbf{p}_i$, tai

$$\mathbf{P} = \sum \mathbf{p}_i. \quad (16,1)$$

Kai elektrinių dipolių ašys yra nukreiptos išorinio elektrinio lauko kryptimi, tai vektorių lygtį (16,1) galime pakeisti skaliarinio reiškiniu

$$P = \sum p_i. \quad (16,2)$$

Jei dipolio vidutinis indukuotas elektrinis momentas lygus p , tai

$$P = np.$$

Kai medžiagos dalelės (atomo, jono arba molekulės) indukuotas elektrinis momentas yra $\mathbf{p}$, o medžiagos tūrio elemento ΔV yra $\sum \mathbf{p}$, tai poliarizacijos momentą $\mathbf{P}$ galime išreikšti taip:

$$\mathbf{P} = \frac{\sum \mathbf{p}}{\Delta V}. \quad (16,3)$$

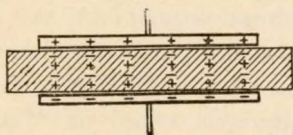
Vektorius $\mathbf{p}$ yra proporcingas išorinio elektrinio lauko stiprumui $\mathbf{E}$, taigi $\sum \mathbf{p}$ taip pat proporcingas $\mathbf{E}$:

$$\mathbf{P} = \kappa \mathbf{E}, \quad (16,4)$$

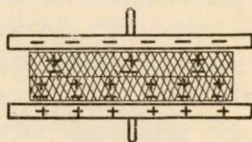
čia κ yra proporcingumo koeficientas; jį vadiname *elektrinės poliarizacijos koeficientu*. Jis priklauso nuo dielektriko prigim-

ties bei jo būvio: temperatūros, lauko stiprumo, slėgimo ir kt. Daugelio dielektrikų ϵ visai nepriklauso nuo išorinio lauko stiprumo E .

Patalpintas į išorinį elektrinį lauką, pvz., padėtas tarp įelektrinto kondensatoriaus plokštelių, vienalytis dielektrikas poliarizuojasi. Molekuliniams dipoliams pasisukus, ant jo paviršiaus



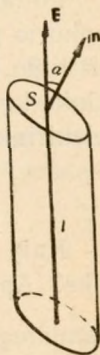
35 pav.



36 pav.

susitelkia elektros krūviai. Atkreiptoje į teigiamąjį kondensatoriaus plokštelę dielektriko pusėje, kur poliarizuojančio lauko jėgų linijos įeina į dielektriką, atsiranda neigiamoji, o nukreiptoje į neigiamąjį plokštelę, kur lauko jėgų linijos išeina — teigiamoji elektros krūvio perteklius (35 pav.). Tai yra *paviršiniai krūviai*. Vienalyčio dielektriko, esančio pastoviam išoriniame elektriniame lauke, bet kuris turi elementą ΔV yra neįelektrintas, nes indukuotieji jame vienodi teigiamas ir neigiamas krūviai pasinaikina, taigi dielektriko viduje elektros krūvių nėra. Bet patalpinus į elektrinį lauką nevienalytį dielektriką, dėl nevienalytiškumo indukuojami nevienodi elektros krūviai, todėl jo viduje susidaro *tūriniai elektros krūviai*. Jų atsiradimą pa-vaizduoja 36 pav. Šie paviršiniai ir tūriniai elektros krūviai nėra laisvi, tai yra *surištieji elektros krūviai*.

Paviršiniai ir tūriniai elektros krūviai atsiranda dėl poliarizacijos, todėl tarp dielektriko poliarizacijos ir surišųjų paviršinių arba tūrinių krūvių tankio turi būti ryšys. Jį galima išvesti šiuo būdu. Patalpinkime vienalyčio dielektriko turio ΔV cilindrinį stiebelį į pastovaus stiprumo elektrinį lauką (37 pav.). Šiuo atveju dielektriko indukuotą elektrinį momentą sąlygoja paviršiniai elektros krūviai, nes tūrinių krūvių nebus. Kai paviršinių krūvių tankis yra η' , krūviai stiebelio galuose yra $\pm \eta' S$, S yra galinių paviršių plotas. Elektrinis momentas $\Sigma p = \eta' S l$, l — stiebelio sudaromosios ilgis. Tuomet



37 pav.

$$P = \frac{\Sigma p}{\Delta V} = \frac{S l \eta'}{\Delta V}.$$

Bet $\Delta V = Sl \cdot \cos \alpha$, kur α yra kampas tarp cilindro pagrindo normalės ir jo ašies, atseit, ir elektrinio lauko stiprumo krypties. Tada

$$P = \frac{S\eta' l}{Sl \cdot \cos \alpha} = \frac{\eta'}{\cos \alpha}.$$

Bet

$$P \cdot \cos \alpha = P_n, \quad (16,5)$$

todėl

$$P_n = \eta'.$$

Kai $\alpha = 0$,

$$P_n = P = \eta'. \quad (16,5a)$$

Taigi dielektriko poliarizacijos normalinės dedamosios skaitinė reikšmė lygi surištųjų paviršinių elektros krūvių tankiui.

Iš lygties (16,4)

$$\eta' = \kappa E \cdot \cos \alpha = \kappa E_n, \quad (16,6)$$

nes $E_n = E \cdot \cos \alpha$.

Nevienalyčiame dielektrike, kai turime surištus tūrinius elektros krūvius, ryšys tarp poliarizacijos ir tūrinių krūvių tankio bus nusakomas lygtimi (7,8a ir 18,1):

$$-\operatorname{div} \mathbf{P} = \rho'. \quad (16,7)$$

§ 17. ELEKTRINIO LAUKO STIPRUMAS DIELEKTRIKE. INDUKCIJA

Poliarizuotame dielektrike atsiradę surištieji elektros krūviai sukuria priedinį stiprumo $\mathbf{E}'$ elektrinį lauką, kuris prisideda prie išorinio, laisvųjų elektros krūvių q sukurto poliarizuojančio elektrinio lauko stiprumo $\mathbf{E}_0$. Taigi dielektriko viduje atstojamojo elektrinio lauko stiprumas

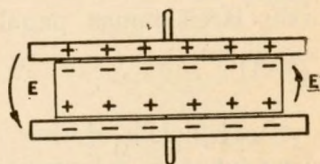
$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}'.$$

Kaip galima būtų nustatyti elektrinio lauko stiprumą dielektrike? Apie elektrinio lauko stiprumą vakuume sprendžiame iš bandomąjį elektros krūvį q veikiančios jėgos dydžio: $E = \frac{F}{q}$. Tik-tai reikia išlaikyti šias dvi sąlygas: 1) bandomasis elektros krūvis turi būti taškinis arba tiek mažas, kad jo užimtoje erdvės dalyje elektrinis laukas būtų pastovus; 2) jis turi būti tiek mažas, kad (bent žymiau) nepakeistų sukeliančių elektrinį lauką krūvių konfigūracijos bei jų dydžio. Išlaikant šias dvi sąlygas,

galima būtų nustatyti elektrinio lauko stiprumą ir dielektrike. Bet šiuo atveju iškyla tokie sunkumai: bandomasis elektros krūvis sukelia elektros krūvius paviršiuje, kurie priklauso nuo jo dydžio ir kūno, kuriame jis talpinamas, dydžio ir formos. Be to, kūnui poliarizuojantis, pasireiškia elektrostrikcija (mechaninė kūno deformacija), dėl to dielektrikas darosi nebevienalytis. Nevienalytiškumo riboje, o taip pat dielektriko ir bandomojo kūnelio (kuris yra įelektrintas bandomuoju krūviu) riboje atsiranda papildomos jėgos. Taigi nustatyti elektrinio lauko stiprumą bandomojo elektros krūvio būdu neįmanoma.

Elektrinio lauko stiprumą dielektrike nusakome šiuo būdu. Bandomuoju kūneliu laikome elektroną. Atskiras elektronas, nors ir tarp molekulių, yra lyg ir vakuume. Tada elektrinė jėga $E'q$ nusakys elektrinio lauko mikroskopinį stiprumą E_{mikro} elektrono vietoje. E_{mikro} priklausys nuo to, kokiame nuotolyje bus elektronas nuo molekulės krūvių. Bet elektroną patalpinus be galo mažame tūryje, išmatavus $E'q$ įvairiose vietose ir paėmus visų E_{mikro} vidutinę reikšmę, galima būtų surasti atsiradusių šiame labai mažame tūryje laisvų ir surištų elektros krūvių elektrinio lauko stiprumą E .

Atskirais atvejais, kai žinomi surištieji elektros krūviai, elektrinio lauko stiprumą E galima nustatyti ir paprasčiau. Pavyzdžiui, tarp dviejų lygiagrečių plokštumų



38 pav.

patalpintas vienalytis izotropinis dielektrikas (38 pav.). Surištų krūvių paviršiuje tankis yra η' , o surištų krūvių tūryje nėra. Šiuo atveju priedinio indukuoto elektrinio lauko stiprumas (§ 7, 2) $E' = -4\pi\eta'$, ir atstojamojo elektrinio lauko stiprumas

$$E = E_0 + E' = E_0 - 4\pi\eta'.$$

Taigi šiuo atveju $E < E_0$. Kadangi $\eta' = \kappa E$ (16,6), tai

$$E = E_0 - 4\pi\kappa E$$

arba

$$(1 + 4\pi\kappa)E = E_0.$$

Iš čia

$$E = \frac{E_0}{1 + 4\pi\kappa}.$$

Pažymėkime

$$1 + 4\pi\kappa = \epsilon; \quad (17,1)$$

ϵ vadiname aplinkos *dielektrine konstanta*. ϵ yra tapatinga ϵ_0 (§ 10), tik išreikštos skirtinguose vienetų sistemose (§ 19). Tada elektrinio lauko stiprumas dielektrike

$$E = \frac{F_0}{\epsilon}.$$

Iš pastarosios lygties

$$E_0 = \epsilon E,$$

arba vektoriškai

$$E_0 = \epsilon E. \quad (17,2)$$

Vektorių ϵE žymime **D** ir vadiname *indukcijos vektoriumi* (§ 10), taigi $E_0 = D$. Indukcijos vektorius izotropiniame dielektrike yra tos pačios krypties, kaip ir elektrinis; anizotropiniame — jų kryptys skiriasi. O elektrinio lauko stiprumas dielektrike

$$E = \frac{D}{\epsilon}. \quad (17,3)$$

Vakuume elektrinio lauko jėgų linijų srautas N pro bet kurį paviršių išreiškiamas pagal Ostrogradskio-Gauso teoremą (7,2) šiuo būdu:

$$N = \int_S E dS.$$

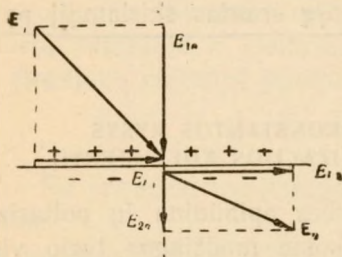
Dielektrike taip išreiškiamas ne elektrinių, bet indukcijos jėgų linijų srautas

$$N = \int_S D dS, \quad (17,4)$$

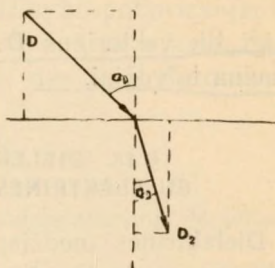
nes tik indukcijos jėgų linijų srautas pereina tolydiškai įvairius dielektrikus skiriantį paviršių. Elektrinių jėgų linijų srautas, praeidamas tuos paviršius, trūksta, nes tokiuose paviršiuose atsiranda surištieji elektros krūviai, kuriuose, kaip ir laisvuose, prasideda bei pasibaigia elektrinės jėgų linijos. Indukcijos jėgų linijų versmės yra tikrai laisvieji elektros krūviai.

Taip nusakius indukcijos ir elektrinių jėgų linijų versmes, lengvai galime nustatyti vieno ir kitų linijų eigą nevienalyčiame dielektrike. Tarkime, kad turime iš dviejų skirtingų sluoksnių sudėtą dielektriką (39 pav.). Atskirų dielektriko sluoksnių dielektrinė konstanta yra ϵ_1 ir ϵ_2 . Kai toks dielektrikas yra stiprumo E elektriniame lauke, tai sluoksnių paviršiuose atsiranda

surištieji elektros krūviai; jų tankiai skiriamajame paviršiuje η_1 ir η_2 yra nevienodi, todėl pereidamas dielektrikų skiriamąjį paviršių elektrinis vektorius trūksta, o indukcijos vektorius pakeičia savo kryptį. Jų perėjimo sąlygos yra tokios. Elektrinio vektoriaus lie-



39 pav.



40 pav.

čiamoji dedamoji E_t , o indukcijos vektoriaus statmenoji dedamoji D_n pereina skiriamąjį paviršių tolydžiai, taigi

$$E_{1t} = E_{2t} \quad (17,5)$$

ir

$$D_{1n} = D_{2n}, \quad (17,6)$$

čia indeksai „1“ ir „2“ žymi pirmojo ir antrojo dielektriko dydžius. Elektrinio vektoriaus statmenoji dedamoji E_n ir indukcijos vektoriaus gulsčioji dedamoji D_t , pereidamos paviršių, trūksta. Ribos sąlyga taip išreiškiama:

$$\epsilon_1 E_{1n} = \epsilon_2 E_{2n} \quad (17,7)$$

ir

$$\frac{D_{1t}}{\epsilon_1} = \frac{D_{2t}}{\epsilon_2}.$$

Pakitus indukcijos vektoriaus liečiamajai dedamajai, pakinta ir jo kryptis. Pažymėkime indukcijos jėgų linijų kritimo kampą pirmajame dielektrike α_1 , o jų lūžimo kampą antrajame — α_2 , tai (40 pav.)

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{D_{1t}}{D_{1n}} \quad \text{ir} \quad \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{D_{2t}}{D_{2n}},$$

iš čia

(17,8)

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{D_{1t}}{D_{2t}} \frac{D_{2n}}{D_{1n}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}.$$

Pro įvairius dielektrikus skiriančio paviršiaus elementą ΔS praeinantis indukcijos jėgų linijų srautas pirmajame dielektrike $\Delta N_1 = D_1 \Delta S$ ir antrajame $\Delta N_2 = D_2 \Delta S$. Bet $D_{1n} = D_{2n}$, todėl

$$\Delta N_1 = \Delta N_2. \quad (17,9)$$

Taigi tik vektoriaus D jėgų linijų srautas skiriamąjį paviršių praeina tolydžiai.

§ 18. DIELEKTRINĖS KONSTANTOS RYŠYS SU ELEKTRINĖS POLIARIZACIJOS KOEFICIENTU

Dielektrinės medžiagų ypatybės apibūdina jų poliarizacija elektriniame lauke, kurią nusakome medžiagos tūrio vieneto elektriniu momentu P (16,3):

$$P = \frac{\sum p}{\Delta V}.$$

Pastarasis yra išreiškiamas elementarių dalelių dipolių elektriniais momentais p . Medžiagų poliarizaciją P galime išreikšti ir makroskopiniais matuojamais dydžiais. Medžiagai poliarizuojantis, atsiradusio priedinio elektrinio lauko stiprumą E' galima taip išreikšti (16,5):

$$E' = 4\pi\eta' = 4\pi P. \quad (18,1)$$

Tada elektrinio lauko stiprumas

$$E_0 = E + 4\pi P,$$

iš čia

$$4\pi P = E_0 - E.$$

Bet $E_0 = \epsilon E$, taigi

$$4\pi P = E(\epsilon - 1)$$

ir

$$P = \frac{E}{4\pi} (\epsilon - 1). \quad (18,2)$$

Žinodami elektrinio lauko stiprumą E dielektrike ir medžiagos dielektrinę konstantą ϵ , galime surasti jos poliarizaciją.

Medžiagos dielektrinę konstantą išreiškia elektrinio lauko stiprumo E_0 vakuume ir jo stiprumo E medžiaginėje aplinkoje santykis. Taigi iš elektrinio lauko stiprumo pakitimo medžiaginėje aplinkoje galima būtų spręsti apie aplinkos dielektrinę

konstantą, bet toks būdas dielektrinei konstantai nustatyti yra sudėtingas, o kai kuriais atvejais visai nepritaikomas. Medžiagų dielektrinę konstantą eksperimentiškai paprastai nustatome iš kondensatoriaus talpumo kitimo, kai tarp jo plokštelių padedame tiriamąją medžiagą. Kadangi, medžiagai poliarizuojantis, elektrinio lauko stiprumas medžiagoje susilpnėja ϵ kartų, tiek pat kartų sumažėja ir elektrinė įtampa, nes tarp kondensatoriaus plokštelių elektrinė įtampa

$$U = El = \frac{1}{\epsilon} E_0 l = \frac{U_0}{\epsilon},$$

čia $U_0 = E_0 l$ yra elektrinė įtampa tarp kondensatoriaus plokštelių vakuume.

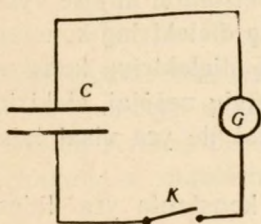
Jei kondensatoriaus talpumas tuštumoje yra C_0 , o užpildžius tarpą tarp kondensatoriaus plokštelių dielektrinės konstantos ϵ dielektriku yra C , tai, esant tam pačiam elektros kiekiui kondensatoriuje,

$$q = U_0 C_0 = UC = \frac{1}{\epsilon} U_0 C.$$

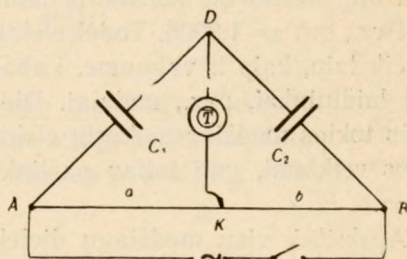
Tokiu būdu,

$$C = \epsilon C_0, \text{ ir } \epsilon = \frac{C}{C_0}. \quad (18,3)$$

Taigi kondensatoriaus talpumų santykis $\frac{C}{C_0}$ ir nusako medžiagos dielektrinę konstantą ϵ . Šį santykį galime išmatuoti 41 pav. pa-vaizduotu būdu. Išelektrinant kondensatorių, pro prijungtą prie



41 pav.



42 pav.

jo plokštelių balistinį galvanometrą G praeina elektros srovės smūgis; galvanometro nukrypimas yra proporcingas praėjusiam pro jį elektros kiekiui, taigi kondensatoriaus talpumui C (kai elektrinė įtampa lieka pastovi). Praktikoje kondensatorių talpumams lyginti dažniausiai naudojamas tiltelio metodas. Į Vitstono tiltelio šakas AD ir BD (42 pav.) įjungiamo lyginamuosius kondensatorius ir, paleidę kintamąją elektros srovę, parenkame reo-

chorde AB tokią kontakto K vietą, kad tilteliu DK nebėgtų elektros srovė. Tada kondensatorių talpumų C_1 ir C_2 santykis yra lygus vielos AB dalių BK ir AK ilgių b ir a santykiui

$$C_1 : C_2 = b : a.$$

Sis metodas yra žymiai jautresnis ir praktiškesnis.

Mažiausią dielektrinę konstantą turėtų dielektrikas, kurio elektros krūvių nešėjai ir stipriausiame elektriniame lauke nepasislenka arba kada tokių krūvių nešėjų visai nėra; tada $\epsilon = 1$. Nemedžiaginėje aplinkoje (vakuume) elektros krūvių nešėjų visai neturime; vakuumo dielektrinę konstantą sąlyginai laikome lygia vienetui. Atrodytų, kad vakuumas negali turėti tam tikrų ypatybių, nes jų nešėjai yra tik materialūs kūnai. Elektromagnetinio lauko teorijos kūrėjai Faradėjus ir Maksvelas laikė, kad vakuumo visai nėra, kad viską užpildo šviesos eteris. Tolimesnis fizikos mokslo vystymasis parodė, kad eterio hipotezė yra be pagrindo, todėl teko ją atmesti. Bet nusakanti eterio dielektrinę ypatybę dielektrinė konstanta liko. Ir ji buvo priskirta vakuumui. Tačiau visą erdvę užpildo elektromagnetinis laukas, kuris yra materialus ir, būdamas tam tikros formos materija, egzistuoja erdvėje ir laike.

Dielektrinė konstanta $\epsilon = 1$ apibūdina elektromagnetinį lauką, kai jis nėra suėjęs į sąveiką su medžiaga.

Dujų dielektrinė konstanta labai mažai tesiskiria nuo vienetų. Pvz., oro $\epsilon = 1,0006$. Todėl elektriniai reiškiniai dujose vyksta beveik taip, kaip ir vakuume. Labai didelę dielektrinę konstantą turi laidininkai, pvz., metalai. Didžiausią dielektrinę konstantą turės tokios medžiagos, kurių elektros krūvių nešėjai, elektrinės jėgos veikiami, gali toliau paslinkti, o kai jie yra visai laisvi, $\epsilon = \infty$.

Apskritai, visų medžiagų dielektrinė konstanta yra didesnė už vienetą

1 lentelė

Kai kurių medžiagų dielektrinės konstantos reikšmės

Medžiaga	ϵ	Medžiaga	ϵ
žibalas	2,0	gintaras	2,8
skystas parafinas	2,2	stiklas	5—7
ebonitas	2,7	žėrutis	6—8
		vanduo	81

Medžiagų dielektrinės ypatybės galime nusakyti ir jų elektrinės poliarizacijos koeficientu κ . Su dielektrine konstanta jis siejamas taip (17,1):

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\kappa.$$

Bet $\mathbf{P} = \kappa \mathbf{E}$ (16,4), taigi

$$\kappa = \frac{P}{E},$$

vadinasi,

medžiagos elektrinės poliarizacijos koeficientas nusako medžiagos tūrio vieneto elektrinį momentą, kai išorinio elektrinio lauko stiprumas E lygus vienetui.

Medžiagos elektrinės poliarizacijos koeficiento χ santykis su jos tankiu ρ nusako 1 g medžiagos elektrinį momentą; tas santykis vadinamas *specifiniu elektrinės poliarizacijos koeficientu* ir žymimas χ :

$$\chi = \frac{\kappa}{\rho} = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi\rho}. \quad (18,4)$$

Nepoliarinių medžiagų κ nepriklauso nuo temperatūros. Poliarinių medžiagų κ , temperatūrai kylant, mažėja. χ priklausomybė nuo temperatūros paprastesniais atvejais nusakoma tokios lygties:

$$\chi = \frac{\text{const}}{T}. \quad (18,5)$$

Ištyrę nepoliarinių ir poliarinių medžiagų elektrines ypatybes, galime nustatyti molekulių struktūrą; todėl medžiagų elektrinių ypatybių tyrimas turi didelę teorinę ir praktinę reikšmę elektrotechnikoje ir radiotechnikoje.

§ 19. ELEKTRINĖ JĖGA IR ELEKTRINIO LAUKO ENERGIJA MEDŽIAGINĖSE APLINKOSE

Tegul elektros krūvį $+q$ supa dielektrinės konstantos ε medžiaginė aplinka. Šio krūvio sukeltame elektriniame lauke medžiaga poliarizuojasi ir atkreiptame į krūvį paviršiuje, kaip ir kondensatoriuje, atsiranda priešingo ženklo krūvis $-q$. Šio krūvio elektrinis laukas susideda su krūvio $+q$ elektriniu lauku ir pastarąjį susilpnina ε kartų (17,3). Jei elektros krūvio $+q$ lauke

padėsime bandomąjį elektros krūvį q_1 , tai, esant medžiaginei aplinkai, jį veikianti jėga sumažės ϵ kartų, palyginus su veikiančia jėga vakuume. Vadinasi, dviejų elektros krūvių q ir q_1 sąveikos jėga, veikianti medžiaginėje aplinkoje (4,1a),

$$F = \frac{1}{\epsilon} \frac{qq_1}{r^2}. \quad (19,1)$$

Ši lygtis išreiškia apibendrintąjį Kulono dėsnį. Palyginę ją su lygtimi (4,1), randame, kad medžiaginėse aplinkose koeficientas $f = \frac{1}{\epsilon}$. Turėdami jau nusakytąjį CGSE vienetų sistemoje elektros kiekio vienetą ir jo dimensiją, dabar galime nusakyti dielektrinės konstantos ϵ dimensiją ir jos ryšį su ϵ_0 (§ 10).

Einantis iš elektros krūvio q_2 pro gaubiantį tą krūvį radiuso r rutulinį paviršių jėgų linijų srautas yra lygus $\oint \mathbf{D} d\mathbf{S} = D \oint d\mathbf{S} = 4\pi D r^2$. Be to, $D = \epsilon_0 E = \frac{q_2}{4\pi r^2}$ (10,1). Jeigu stiprumo E elektriniame lauke (sukelto elektros krūvio q_2) padėsime bandomąjį krūvį q_1 , tai pastarąjį veiks jėga $F = q_1 E$, taigi

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}.$$

Tokiu būdu, $\epsilon = 4\pi\epsilon_0$ ir $f = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot$ CGSE vienetų sistemoje

$$4\pi\epsilon_0 = 1 \frac{(\text{CGSE el. k. vien.})^2}{\text{dyn. cm}^2}.$$

Kūnų elektrinis talpumas dielektrike yra ϵ kartų didesnis už jų talpumą vakuume (18,3). Todėl, norint įelektrinti juos iki to paties potencialo, reikia atlikti ϵ kartų didesnę darbą. Tiek pat kartų didesnė energija bus sutelkta įelektrinto kūno aplinkoje sukurtame elektriniame lauke. Taigi dielektrike ir elektrinio lauko energijos tankis q padidės ϵ kartų ir bus lygus (12,3)

$$q = \frac{\epsilon}{8\pi} E^2. \quad (19,2a)$$

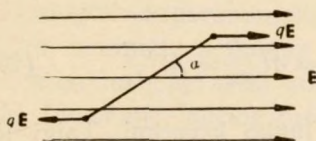
$\epsilon \mathbf{E} = \mathbf{D}$, todėl elektrinio lauko energijos tankį dielektrike galime ir taip išreikšti:

$$q = \frac{1}{8\pi} E D = \frac{1}{8\pi\epsilon} D^2. \quad (19,2b)$$

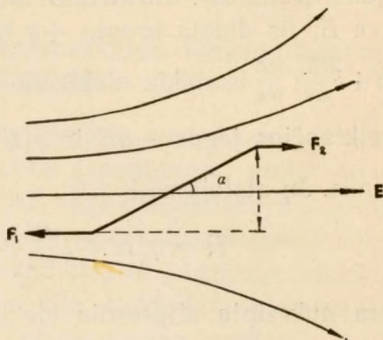
§ 20. ELEKTRINIS DIPOLIS ELEKTRINIAME LAUKE

Elektrinį lauką, kurio stiprumas (stiprumo reikšmė ir kryptis) visur yra vienodas, vadiname *vienalyčiu*, arba *homogeniniu*, *lauku*. Jis pavaizduojamas lygiagrečiomis tiesiomis jėgų linijomis. O visus kitokius elektrinius laukus vadiname *nevienalyčiais*, arba *nehomogeniniais*, *laukais*.

Patalpinkime į vienalytį, stiprumo E elektrinį lauką elektrinį



43 pav.



44 pav.

dipolį taip, kad jo elektrinė ašis sudarytų su lauko kryptimi kampą α (43 pav.). Abu, teigiamą ir neigiamą, dipolio krūvius q veikia dvi lygiagretės, bet priešingų krypčių, jėgos qE , kurios sudaro jėgų dvejetą. Šio jėgų dvejeta sukamasis momentas

$$N = q [El],$$

o jo absoliutinė reikšmė

$$N = qEl \cdot \sin \alpha, \quad (20,1)$$

čia l yra dipolio ilgis — nuotolis tarp dipolio elektros krūvių q . Bet sandauga ql išreiškia dipolio elektrinį momentą $M = ql$. Tai gi į vienalytį elektrinį lauką patalpintą dipolį veikia sukamasis momentas

$$N = ME \cdot \sin \alpha, \quad (20,2)$$

kuris kreipia jį elektrinio lauko kryptimi.

Kai dipolis yra nevienalyčiame elektriniame lauke (44 pav.), tai jo abiejų, teigiamo ir neigiamo, elektros krūvių vietose elektrinio lauko stiprumas (dydžio ir krypties atžvilgiu), apskritai, nėra vienodas. Dipolio elektros krūvius q veikiančias jėgas F_1 ir F_2 galime pakeisti jėgų dvejetu ir atskira atstojamąja R . Jėgų dvejeta sukeltas sukamasis momentas $N = ME \cdot \sin \alpha$; jis kreipia dipolį elektrinio lauko kryptimi. Dipolis, veikiamas atstojamosios jėgos R , slenka į stipresnio elektrinio lauko sritį.

Apskaičiuokime atstojamosios jėgos R dydį šiuo paprasčiausiu atveju. Pasukto elektrinio lauko kryptimi elektrinio dipolio vietoje elektrinis laukas turi pastovią, tarkime x ašies, kryptį (jėgų linijas toje vietoje galime laikyti tiesėmis, nes dipolis yra gana trumpas). Elektrinio lauko stiprumas krūvio $-q$ vietoje yra E ; jis didėja krūvio $+q$ link ir pastarojo vietoje yra lygus $E + l \frac{dE}{dx}$; $\frac{dE}{dx}$ išreiškia elektrinio lauko gradientą. Dipolio krūvius veikiančios jėgos $-qE$ ir $q(E + l \frac{dE}{dx})$ veikia priešingomis kryptimis. Jų atstojamoji

$$R = q \left(E + l \frac{dE}{dx} \right) - qE = ql \frac{dE}{dx} = M \frac{dE}{dx} \quad (20,3)$$

yra nukreipta stipresnio elektrinio lauko kryptimi. Taigi jėga $M \frac{dE}{dx}$, verčianti slinkti dipolį, yra proporcinga dipolio elektriniam momentui M ir elektrinio lauko gradientui $\frac{dE}{dx}$ dipolio vietoje.

Jeigu į elektrinį lauką patalpinsime neįelektrintą kūną, tai jis poliarizuosis ir pasidarys elektriniu dipoliu. Vienalyčiame elektriniame lauke kūną veiks sukamasis momentas, o nevienalyčiame — be sukamojo momento jį veiks dar ir stumiamoji jėga, kuri vers jį slinkti į stipresnio elektrinio lauko sritį. Didžiausias elektrinio lauko gradientas yra prie įelektrinto kūno; nuotoliui didėjant, lauko stiprumas greit mažėja. Todėl neįelektrintas kūnas, traukiamas į stipriausio elektrinio lauko sritį, artėja prie įelektrinto kūno, vadinasi, įelektrintas kūnas traukia prie savęs neįelektrintus kūnus. Todėl, pvz., popieriukai prikimba prie įelektrintos ebonito arba stiklo lazdelės.

Bet kuris dielektrinis kūnas elektriniame lauke taip pat poliarizuoja; taigi ir jis pasidaro elektriniu dipoliu. Anksčiau padarytos išvados tinka ir dielektriniams kūnams, kai šie yra vakuume. Kai dielektriniai kūnai yra bet kurioje kitoje medžiaginėje aplinkoje, tai jį kreipiančių ir greitinančių jėgų dydis ir kryptis priklauso nuo aplinkos dielektrinės konstantos. Jei pastaroji yra mažesnė už paties kūno dielektrinę konstantą, tai turime aptartąjį atvejį; vienalyčiame lauke dielektrinis kūnas pakrypsta elektrinio lauko kryptimi, o nevienalyčiame jis dar slenka į stipresniojo lauko sritį. Tačiau jei aplinkos dielektrinė konstanta didesnė už kūno dielektrinę konstantą, tada elektriniame lauke

kūnas pasisuka savo ilgąja ašim statmenai elektrinio lauko kryptčiai, o nevienalyčiame lauke jis dar slenka į silpnescnio elektrinio lauko sritį, taigi ilgainiui jis visai yra išstumiamas iš elektrinio lauko srities.

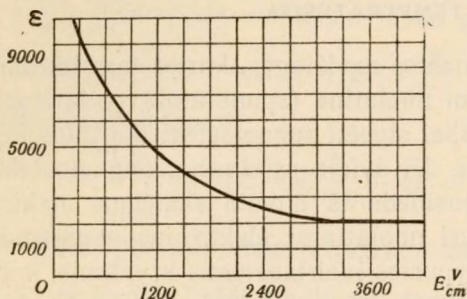
§ 21. SEGNETOELEKTRIKAI. JŲ POLIARIZACIJOS PRIKLAUSOMYBĖ NUO TEMPERATŪROS

Segnetoelektrikai vadinamos medžiagos, kurios tam tikrame temperatūros tarpe pasižymi nuolatine (spontanine) poliarizacija. Tiesiogiai eksperimentiškai stebėti segnetoelektrikų nuolatinį elektrinį momentą negalime dėl dviejų priežasčių. Segnetoelektrinis kristalas paprastai susideda iš didelio skaičiaus atskirų sričių (domenų), kurios turi nuolatinčius elektrinius momentus; bet šių momentų ašys pakrypusios įvairiausiomis kryptimis, ir jų atstojamasis elektrinis momentas lygus nuliui, nes būvis, kuriame visas kristalas turėtų tam tikrą elektrinį momentą, yra energetiniu atžvilgiu nepalankus. Neį jei kartais ir pavyktų, kristalą atvėsinus ir paveikus išoriniu elektriniu lauku, sudaryti visame kristale nuolatinį elektrinį momentą, tai šį įelektrinimą panaikintų susirenkantieji ant kristalo paviršiaus iš oro bei vidinių kristalo dalių jonai. Taigi bandymo keliu galime stebėti tik segnetoelektrikų elektrinio momento kitimą, keičiantis temperatūrai.

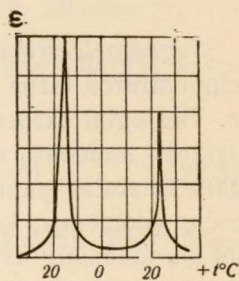
Nuolatinė poliarizacija pirmiausia buvo pastebėta segnetinėje druskoje. Kruopščiai jos dielektrines ypatybes tyrė 1930—1934 metais Kurčatovas, Kobeko ir kt. Segnetinė druska yra dviguba kalio-natrio vėninė druska ($\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$). Ji pasižymi stipria anizotropija. Segnetoelektrinės ypatybės pasireiškia tik išilgai vienos, vadinamos *segnetoelektrinės, ašies*. Tik išilgai jos segnetinėje druskoje pasireiškia nuolatinė poliarizacija ir labai didelė dielektrinė konstanta, kuri labai žymiai priklauso nuo temperatūros, elektrinio lauko dažnumo ir stiprumo. Druską perelektrinant, pasireiškia histerezė (§ 79). Išilgai kitų kryptčių segnetinės druskos ypatybės yra normalios ir artimos panašių kristalų ypatybėms.

Segnetinės druskos dielektrinė konstanta išilgai segnetoelektrinės ašies nėra pastovi, o priklauso nuo išorinio elektrinio lauko stiprumo ir pasiekia 10 000. Šią priklausomybę vaizduoja 45 pav. kreivė. Tačiau įtampos pasiskirstymas kristale lieka

beveik tolygus, taigi tūrinių elektros krūvių prie elektrodų neat-siranda. Segnetinės druskos dielektrinės konstantos priklausomybę nuo temperatūros silpnuose (iki 10 kV/cm) laukuose vaizduoja 46 pav. kreivė. Joje du labai ryškūs maksimumai atitinka dvi segnetines druskos *kritines*, arba *Kiuri*, *temperatūras*: aukštesniąją +22,5°C ir žemesniąją -15°C temperatūrą. Tarp šių



45 pav.



46 pav.

dviejų *Kiuri* temperatūrų segnetinė druska pasižymi nuolatine, sritimis pasiskirsčiusia, poliarizacija (domenais). Visose kitose temperatūrose nuolatinė kristalo poliarizacija išnyksta; ir segnetinė druska skiriasi nuo paprastų dielektrikų tik savotiška elekt-rinės poliarizacijos koeficiento κ priklausomybe nuo temperatū-ros. Arti *Kiuri* temperatūros tą priklausomybę galime taip iš-reikšti:

$$\kappa(T - \Theta) = \text{const}, \quad (21,1)$$

čia Θ yra *Kiuri*, o T — absoliutinė temperatūra.

Nuolatinė segnetinio kristalo poliarizacija susidaro tik per kurį laiką. Jei už *Kiuri* temperatūrų elektrinė pusiausvyra susi-daro per milijonines sekundės dalis, tai nuolatinės poliarizacijos srityje jos susidarymo, arba relaksacijos, trukmė yra žymiai il-gesnė. Ji priklauso nuo elektrinio lauko stiprumo. Be to, relaksa-cijos trukmė nuolatinės poliarizacijos srityje lėtai auga, tempe-ratūrai žemėjant, staigiai pakinta žemutinėje *Kiuri* temperatū-roje ir už nuolatinės poliarizacijos srities neprašoka milijoninių sekundės dalių.

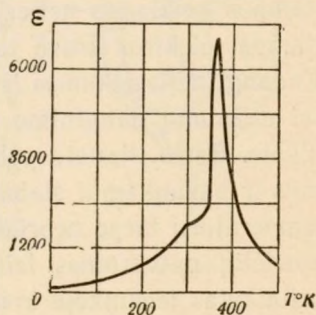
Nuolatinės poliarizacijos srityje segnetinei druskai būdinga histerezė. Histerezės kilpa visai panaši į feromagnetikų magne-tinės histerezės kilpas (§ 79). Tyrimai parodė, kad segnetinės druskos histerezė pasireiškia tik stipresniuose elektriniuose lau-

kuose. Elektrinis laukas, kuriame išnyksta segnetinės druskos histerezė, pavadintas *naikinamuoju elektriniu lauku*. Naikina-
mojo elektrinio lauko stiprumas labai priklauso nuo temperatū-
ros: temperatūrai žemėjant, jis stiprėja, nes didėja energija, rei-
kalinga nuolatinės poliarizacijos sričių (domenų) tvarkai su-
ardyti.

1938—1942 metais buvo ištirta nauja segnetoelektrikų gru-
pė: KH_2PO_4 , KD_2PO_4 ir KH_2AsO_4 . Jie pasižymi tik viena Kiuri
temperatūra, esančia Celsijaus skalės neigiamų temperatūrų
sirtyje. Žemesnėse kaip Kiuri temperatūrose kristalai pasižymi
nuolatine poliarizacija, kuri siejama su vandenilio jonais, nes
pastebimas didelis izotopinis efektas: KH_2PO_4 kristale, pakeitus
vandenilį deuteriu (sunkiuoju vandeniliu), t. y. vieton KH_2PO_4
paėmus KD_2PO_4 , Kiuri temperatūra pasistumia 90° (iš 115°K
į 205°K). Kristalo KH_2AsO_4 Kiuri temperatūra yra 91°K , šioje
temperatūroje $\epsilon = 35\,600$; kristalo KH_2PO_4 Kiuri temperatūroje
 $\epsilon = 47\,500$.

Pagaliau pastaraisiais metais buvo atrasti ir ištirti nauji
segnetoelektrikai — bario, stroncio, švino ir kt. titanatai, cirkon-
atai ir tantalatai. Bario titanato (BaTiO_3) dielektrinės konstan-
tos priklausomybę nuo temperatūros ($473\text{—}2^\circ\text{K}$ tarpe) silpnuose
(iki 30 V/cm) laukuose tyrė Vulas (47 pav.). Kambario tempera-
tūroje ϵ lygi $1000\text{—}2000$, didžiausia ϵ yra apie 80°C tempera-
tūroje ir siekia $6000\text{—}7000$. Nustatyta ypatinga priemaišų reikš-
mė, jų katalizinis veikimas. Jos sąly-
goja bario titanato tetragonalinę kris-
talinę struktūrą, su kuria ir siejasi
jo segnetoelektrinės ypatybės.

Panašiai kaip ir kitų segnetoelekt-
rikų bario titanato dielektrinė kons-
tanta žymiai priklauso nuo elektrinio
lauko stiprumo. Silpnų laukų srityje
ši priklausomybė yra beveik tiesinė,
vėliau ϵ kinta silpniau, o kelių kV/cm
stiprumo laukuose pasireiškia prisotini-
mas. Stipriuose (maždaug 1 kV/cm



47 pav.

ir stipresniuose) elektriniuose laukuose pasireiškia titanato
histerezė kambario ir žemesnėse temperatūrose. Aukščiau Kiuri
taško ji išnyksta, išnyksta ir dielektrinės konstantos priklausom-
ybė nuo elektrinio lauko stiprumo.

Segnetoelektrikų mišiniai su izomorfinėmis medžiagomis, pvz., segnetinės druskos mišiniai su vyninės rūgšties natrio amonio, natrio rubidžio ir panašiomis druskomis, kurios nėra segnetoelektrikai, arba bario titanato mišiniai su stroncio arba rubidžio titanatais, turi segnetoelektrines ypatybes. Tačiau mišinio dielektrinė konstanta žymiai mažėja, mažėjant segnetoelektriko koncentracijai, o Kiuri temperatūros slenka į žemesniųjų temperatūrų sritį. Nors mišiniai taip pat pasižymi histereze, bet jos kilpos plotas yra mažesnis.

Pirmąją segnetoelektrinių ypatybių teoriją sukūrė Kurčatovas, laikydamas, kad segnetoelektrikuose yra laisvi elektriniai dipoliai, kurie gali orientuotis vidinio elektrinio lauko veikiami. Ši teorija kokybiškai išaiškino pagrindines segnetinės druskos ypatybes. Įvedusi tam tikrą dipolių koncentracijos priklausomybę nuo temperatūros, ši teorija galėjo nusakyti ir dvi Kiuri temperatūras: aukštesniojoje — nuolatinė poliarizacija išnyksta dėl šiluminio judėjimo ardomojo veikimo, o žemesniojoje — sumažėjus laisvų dipolių koncentracijai.

Segnetoelektrikų dielektrinės konstantos didelės reikšmės ir netiesinė elektros krūvio priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprumo leidžia juos taikyti specialiams tikslams praktikoje. Vienas įdomiausių jų pritaikymų yra Vologdino sukurtas dažnumų dauginimo metodas. Jis remiasi tuo, kad, kai talpumas nuo įtampos priklauso netiesiškai, suteikus kondensatoriui sinusinę įtampą, elektros srovė turės nelygines išskiriamas harmonikas. Kadangi netiesiškumas išsilaiko iki aukštų ($3 \cdot 10^7$ Hz) dažnumų, tai dažnumų dauginimo metodas gali būti taikomas radioteknikoje. Bario titanato polikristalinių poliarizuotų pavyzdėlių žymus ir pakankamai stabilus piezoeftas (§ 22), kuris plačiame temperatūrų tarpe nepriklauso nuo temperatūros, bei didelis pavyzdėlių patvarumas leidžia tikėtis, kad greitai laiku jis bus pritaikytas technikoje ir pakeis nepatvarius, higroskopinius segnetinės druskos piezoelementus. Be to, bario titanatą galima panaudoti didelio talpumo kondensatoriams gaminti, kai leidžiamas žymesnis dielektrinių nuostolių kampas, pvz., blokavimo kondensatoriuose. Piezoelementai taikomi piezotelefonų, piezogaršiakalbių, piezoelektrinių garso ėmiklių, slėgio indikatorių ir kt. gamyboje.

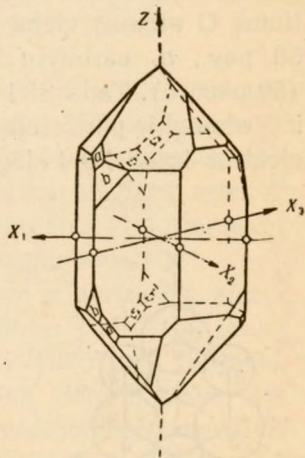
§ 22. PIEZOELEKTRINIAI IR PIROELEKTRINIAI REIŠKINIAI

Kūnui elektriškai poliarizuojantis, jo elektros krūvių pasiskirstymas taip pakinta, kad jų svorio centrai nebesutampa. Tokį pasiskirstymo kitimą paprastai sukelia išorinis elektrinis laukas. Bet jį galime sukelti ir kitais būdais.

Kaip jau žinome, kristalinės medžiagos sudėtos iš tvarkingai gardelese sugrupuotų (teigiamų ir neigiamų) jonų. Keičiant tokį tvarkingą elektros krūvių pasiskirstymą, medžiaga poliarizuojasi, ant kristalo paviršių atsiranda elektros krūviai.

1880 m. P. ir Ž. Kiuri atrado, kad kai kurie tempiami ir sleigiami kristalai įsielektrina; ant jų sienelių atsiranda elektros krūviai. Šis reiškinys buvo pavadintas *piezoelektriniu reiškiniu*, o tokiu būdu gautoji elektra — *piezoelektra*. Pirmieji tyrimai parodė, kad, kristalus deformuojant, gaunamas elektros kiekis yra proporcingas deformacijai, o elektros ženklas priklauso nuo deformacijos pobūdžio. Piezoelektrinėmis ypatybėmis pasižymi daug kristalinių medžiagų, pvz., kvarcas, turmalinas, segnetinė druska ir kt.

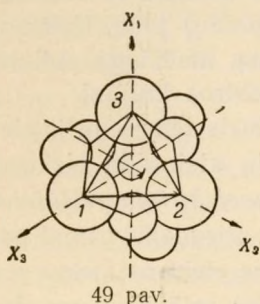
Kad aiškiau suprastume, kodėl įsielektrina deformuojami kristalai, smulkiau susipažinkime su piezoelektriniu reiškiniu kvarco kristale, kurio piezoelektrinės ypatybės plačiai panaudojamos praktikoje (ultragarse, radioteknikoje ir kt.). Kvarcas kristalizuojasi trigonalinėje kristalografinėje sistemoje. Jo kristalai turi galuose nusmailintų šešiasienių prizmių formą (48 pav.). Juose galime išskirti 4 būdingas ašis X_1 , X_2 , X_3 ir Z . Pirmosios 3 ašys jungia vieną prieš kitą gulinčias, bet nelygiareikšmes prizmės briaunas, nes skiriasi nedidelės jas atitinkančios sienelės a ir b ; todėl šios ašys vadinamos *poliarinėmis*. Ašis Z yra *nepoliarinė*; kristalą pasukus 180° aplink bet kurią ašį X , jis vėl užima lygiai tokią pat vietą. Ašis Z dar vadinama kristalo *optine ašimi*, nes jo optinės ypatybės yra simetrinės šios ašies atžvilgiu. Poliarinių ašių kryptį galime surasti iš kristalo formos; be to, tų ašių galuose gulinčios kristalo sritys pasižymi skirtingomis



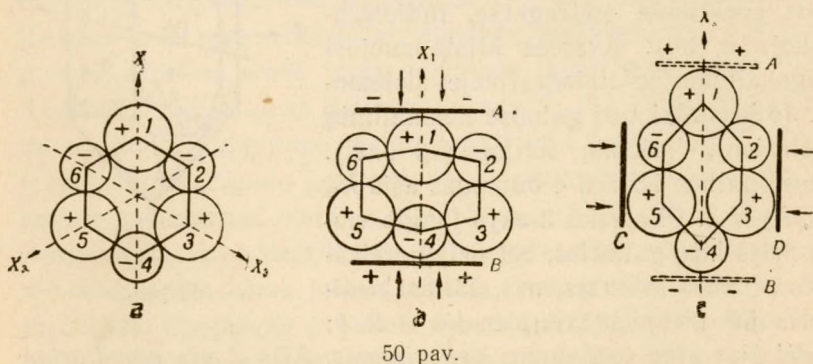
48 pav.

fizikinėmis ir cheminėmis ypatybėmis. Iš piezoelektrinio reiškimo taip pat galime atpažinti poliarinių ašių kryptį. Mechanškai paveikus kristalą, ant poliarinei ašiai statmenų sienelių atsiranda elektros krūviai.

Elektrinių krūvių atsiradimą, deformuojant kristalą, galime apytikriai taip paaiškinti. Kvarcas yra sudėtas iš silicio (Si) ir deguonies (O) atomų (SiO_2); jie išsidėstę šešiasieniuose narveliuose. Toks narvelis pavaizduotas 49 pav.; didesnieji skritulėliai vaizduoja Si, o mažesnieji — O atomus. Si atomai išsidėsto spirale, kurios sukimosi (kilimo) kryptis priklauso nuo kvarco sukamųjų ypatybių. 49 pav. pavaizduotas kairiojo kvarco narvelis: Si 3 atomas guli giliau už 2, o šis giliau už 1. Si atomas turi 4 teigiamus, o O — neigiamus elementarius krūvius; jie taip pasiskirstę, kad narvelis visumoje yra neutralus. Pažymėję 2 gretimus O atomus vienu skritulėliu, narvelį galėsime pavaizduoti 50 pav., *a*, parodytu būdu. Spauskime jį ašies X_1 kryptimi (50 pav., *b*). Tada Si 1 įsiterps tarp O 2 ir 6, o O 4 — tarp Si 3 ir 5 atomų, ir paviršiuje *A* susidarys neigiamas, o *B* — teigiamas elektros krūvis. Jei slėgsime narvelį ašiai X_1 statmena kryptimi



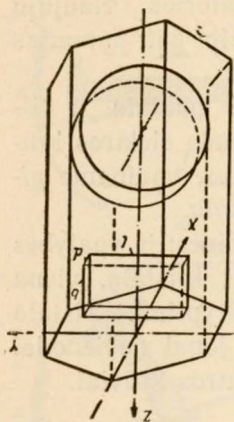
49 pav. pavaizduotas kairiojo kvarco narvelis: Si 3 atomas guli giliau už 2, o šis giliau už 1. Si atomas turi 4 teigiamus, o O — neigiamus elementarius krūvius; jie taip pasiskirstę, kad narvelis visumoje yra neutralus. Pažymėję 2 gretimus O atomus vienu skritulėliu, narvelį galėsime pavaizduoti 50 pav., *a*, parodytu būdu. Spauskime jį ašies X_1 kryptimi (50 pav., *b*). Tada Si 1 įsiterps tarp O 2 ir 6, o O 4 — tarp Si 3 ir 5 atomų, ir paviršiuje *A* susidarys neigiamas, o *B* — teigiamas elektros krūvis. Jei slėgsime narvelį ašiai X_1 statmena kryptimi



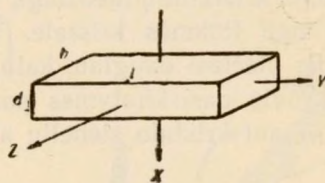
(50 pav., *c*), tai Si 3 ir O 2, o taip pat Si 5 ir O 6 atomai paslinks vienodai į narvelio vidų. Paviršiuje *C* ir *D* elektros krūvių nebus, o paviršiuje *A* ir *B* pakis elektros krūvių ženklas. Pirmojo atvejo piezoelektrinį reiškinį vadiname *išilginiu*, o antrojo — *skersiniu*.

Iš 50 pav., a , b , c matyti, kad, kristalą deformuojant išilgai ašies Z , piezoelektrinis efektas nepasireiškia.

Didžiausi elektros krūviai susidaro poliarinės ašies galuose, todėl, gaminant kvarco plokšteles piezoelektriniam reiškiniui demonstruoti arba panaudoti, iš kristalo išpiaunami strypeliai arba plokštelės taip, kad jų 2 plokštumos būtų statmenos poliarinei ašiai, kuri šiuo atveju vadinama *elektrine*, arba *piezoašimi*. 51 pav. parodyta, kaip iš kristalo išpiaunama stačiakampė ir apskrita plokštelė; čia turime vadinamąją *X-piūvio plokštelę*. Stačiakampės plokštelės briauna d



51 pav.



52 pav.

yra lygiagreti (52 pav.) poliarinei ašiai X , b — Z ir l — mechaninei ašiai Y . Plokštelę slegiant ašies X arba tempiant ašies Y kryptimi, ant paviršių bl atitinkamai atsiranda teigiamas ir neigiamas krūviai. O ją tempiant ašies X arba slegiant ašies Y kryptimi, krūvių ženklai pakinta priešingais. Deformuojant plokštelę ašies Z kryptimi, piezoelektros negaunama.

Kiek vėliau P. ir Ž. Kiuri surado kvarce ir atvirkščią piezoelektrinį reiškinį. Kvarco kristalas, patalpintas į elektrinį lauką taip, kad jo elektrinė ašis būtų lygiagreti lauko jėgų linijoms, sutrumpėja arba pailgėja, apskritai imant, deformuojasi. Atvirkščią piezoelektrinį reiškinį paprastai vadiname *elektrostrikcija*. Ypač didelė elektrostrikcija pasižymi piezoelektriniai kristalai, pvz., kvarcas, segnetinė druska ir kt. Kintant elektrinio lauko stiprumui, kinta ir kristalo deformacijos laipsnis. Periodiškai kintamame elektriniame lauke toks kristalas virpa. Elektrostrikcijos reiškiniai plačiai panaudojami praktikoje. Tinkamu būdu išpiauta iš kvarco kristalo plokštelė didelio dažnumo kintamame elektriniame lauke virpa, sukeldama ore arba skystyje trumpas elastingas bangas — ultragarso bangas. Kai kristalo plokštelės savasis virpesių dažnumas atitinka elektrinio lauko dažnumą, taigi,

kai turime rezonansą, virpėjimų amplitudė ypač padidėja. Esant rezonansui, kartais plokštelė taip smarkiai įvirpinama, kad su-
byra į miltelius. Kvarco plokštelės virpėjimų dažnumas pasižy-
mi dideliu pastovumu. Todėl tokia plokštelė elektriniuose virpa-
muosiuose kontūruose padeda palaikyti visiškai pastovų elekt-
rinių virpesių dažumą, taigi yra stabilizatorius. Naujųjų
tiksliausiųjų kvarcinių laikrodžių veikimas taip pat paremtas
elektrostrikcijos reiškiniu.

Elektros krūvių pasiskirstymas kristaluose pakinta ir šil-
dant kristalą. Tada ant kristalo paviršių atsiranda elektros krū-
viai. Elektros krūvius, sukurtus šildant kristalus, vadiname *pi-
roelektra*, o patį reiškinį — *piroelektriniu reiškiniu*.

Dauguma kristalinių medžiagų yra anizotropinės: jų ypatybės
priklauso nuo linkmės kristale. Todėl šildant kristalą, viena
kryptimi jis plečiasi daugiau, kaip kuria kita kryptimi. Kristalo
elektros krūvio pasiskirstymas pasikeičia, jei jonių nevienodai
paslenka, ir ant kristalo sienelių atsiranda elektros krūviai.

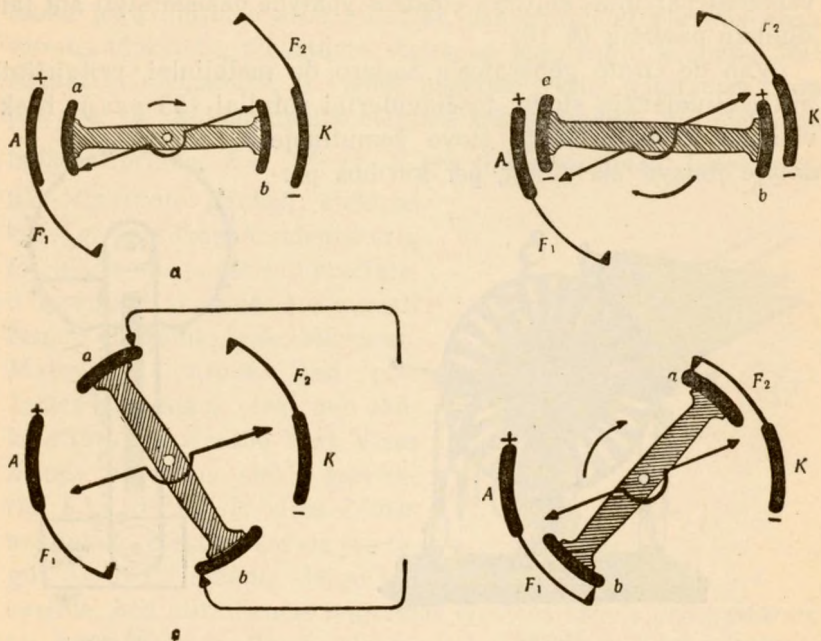
§ 23. ELEKTROSTATINIAI PRIETAISAI

Elektros krūviams ir potencialų skirtumams gauti naudojame
įvairius elektrostattinius prietaisus. *Elektroforu* pasinaudojame
elektros krūviams perskirti. Jį sudaro lengvai įelektrinama eboni-
tinė plokštelė, ant kurios padedamas metalinis dangtelis su izo-
liuota rankenėle. Patrynę plokštelę kailio gabalėliu, ją įelektri-
name neigiamai. Uždėję dangtelį, jo apatinėje pusėje indukuo-
jama teigiama, o viršutinėje — neigiama elektra. Palietus jo
viršų pirštu, neigiamoji elektra nubėga į žemę; dangtelyje lieka
tik teigiamasis elektros krūvis, kurį galime perkelti į kitus kū-
nus. Kartojant tokį veiksmą, indukcijos veikimas mažai tesu-
silpnėja, nes ebonitinės plokštelės elektros krūvis nepakinta.

Žymiai veiklesnė už elektroforą yra *elektrostatinė indukcijos
mašina*, nors jos ir elektroforo veikimo principas vienodas. Elekt-
rostatinės indukcijos mašinos yra įvairios, bet jos visos veikia
vadinamuoju *elektros krūvių dauginimo būdu*, nes jose pradinis
veiklusis krūvis visą laiką didėja.

53 pav. pavaizduota labai schematizuotos sukamosios induk-
cijos mašinos veikimo būdas. Ant dviejų, priešinga linkme besi-
sukančių, bendraašių ebonitinių skritulių užlipdyti ploni metali-
niai skydeliai. Esantieji prieš *A* ir *K* skydeliai *a* ir *b* per jungia-

mąjį skersinėlj, galuose turintį šepetėlius, liečia vienas kitą (53 pav., *a*). Sukant skritulius toliau laikrodžio rodyklės sukimosi kryptimi, skydeliai *a* ir *b* indukcijos būdu įsielektrina priešingo ženklo elektra (53 pav., *b*). Toliau sukantis, juos paliečia du



53 pav.

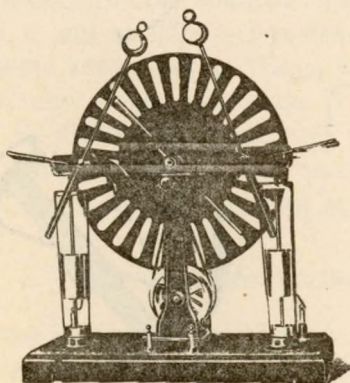
šliaužiamieji kontaktai, šepetėliai, kurie sujungti su elektrometru arba mašinos konduktoriais (53 pav., *c*). Savo elektros krūvio likučius skydeliai *a* ir *b* atiduoda iškyšuliams F_1 ir F_2 (53 pav., *d*).

Toliau veiksmas vėl kartojasi iš naujo. Kad indukcijos mašina pradėtų veikti, užtenka mažiausių elektros krūvių ant skydėlių. Kartą pradėjusi veikti, toliau ji pati save žadina, jos veiksmas visą laiką stiprėja. Mašinos potencialas auga tol, kol elektros krūvių nuostoliai dėl netobulos izoliacijos, o ypač dėl tyliojo išsielektravimo, pasidaro lygūs indukuotajam elektros kiekiui. Didesniems elektros krūviams gauti indukcijos mašinos konduktoriai sujungiami su didesnio talpumo kondensatoriaus plokštelėmis, pvz., Leidenio stiklinės apmušalais. 54 pav. matome nedidelę elektrosstatinę indukcijos mašiną. Elektrosstatinėmis indukcijos mašinomis galime gauti didelį potencialų skirtumą. Suartinus

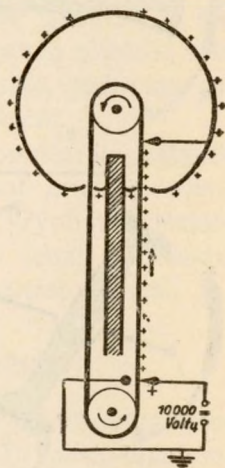
mašinos konduktorius, tarp jų prašoka elektrinė kibirkštis, kuri gali siekti keliasdešimt centimetrų ilgio.

Iš kitų elektrostatinų prietaisų minėtinas Van de Grafo elektrostatinis generatorius labai aukštoms įtampoms gauti. Jo veikimas paremtas statinės elektros ypatybe pasiskirstyti ant laidininkų paviršių (§ 10).

Van de Grafo generatorių sudaro du metaliniai, pritvirtinti ant izoliuojančių stovų, tuščiaviduriai rutuliai (55 pav.). Kiekviename rutulyje ir jo stovo žemutinėje dalyje įtaisyti skridiniai, per kuriuos per-



54 pav.



55 pav.

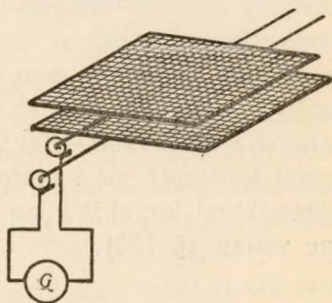
mesta šilkinė juostelė, praeinanti pro išpiovas rutuliuose. Sukant elektromotorui apatinius skridinius, juostelės viena dalis neša turimą elektros krūvį ir jį viršuje atiduoda rutuliui. Juostelei įelektrinti naudojamas aukštos (iki 20 000 V) įtamos transformatorius su kenotroniniu lygintuvu.

Šiuo būdu įelektrinant 60 cm skersmens rutulius pavyko gauti iki $1,5 \cdot 10^6$ V, o padidinus rutulių diametrą iki 5 m, buvo gauta 10^7 V įtampa. Van de Grafo generatorius naudojamas elektringoms dalelėms, pvz., elektronams, greitinti.

§ 24. ŽEMĖS ELEKTRINIS LAUKAS

Žemę visą laiką gaubia elektrinis laukas. Lygesnėse vietovėse elektrinio lauko jėgų linijos eina stačiai aukštyn. Žemės elektrinio lauko stiprumui E matuoti naudojamas sukamas aplink gulsčią ašį plokščias kondensatorius (56 pav.). Kondensa-

toriaus plokštės sudaro ant rėmelių ištemptas tankus vielinis apie 1 m^2 ploto tinklelis. Prie plokštelių prijungiamas balistinis galvanometras G elektros krūviui q išmatuoti. Kondensatoriaus plokštės galima pakreipti stačiai, taigi lygiagrečiai elektrinio lauko jėgų linijoms arba gulsčiai; pastaruoju atveju kondensatoriaus plokštelių plokštuma statmena jėgų linijų kryptiai. Persukant kondensatorių iš vienos padėties į kitą, gaunamas trumpas apie 10^{-9} kulono dydžio elektros krūvio smūgis. Bet elektrinio lauko stiprumas $E = \frac{4\pi q}{S}$; čia S yra tinklelio plotas. Taigi reikia tik išmatuoti gautąjį elektros krūvį q , persukant kondensatorių iš gulsčiosios padėties į stačiąją, o turėdami jį, galėsime surasti Žemės elektrinio lauko stiprumą. Matavimai parodė, kad prie Žemės paviršiaus elektrinio lauko stiprumas $E \approx 130 \text{ V/m}$. Visas Žemės paviršius siekia apytikriai $5,1 \cdot 10^{14} \text{ m}^2$. Ir visas Žemės neigiamas elektros krūvis yra lygus $q \approx 6 \cdot 10^5$ kulonų. Jeigu lai-



56 pav.

kysime, kad atitinkamas teigiamas elektros krūvis yra paskirstytas žvaigždėse, tai Žemės elektrinis laukas turėtų būti radialinis, kokį gauname įelektrinę rutulį, kai arti jo nėra kitų įelektrintų kūnų. Tada Žemės elektrinio lauko stiprumas, kylant aukštn, turėtų beveik nesikeisti. Tačiau matavimai parodė, kad jau 1 km aukštyje elektrinio lauko stiprumas sumažėja iki 40 V/m , o 10 km aukštyje jo stiprumas besiekia tik keletą V/km . Tokia Žemės elektrinio lauko konfigūracija verčia manyti, kad tik neigiamasis elektros krūvis yra kietame kūne — Žemėje; teigiamasis elektros krūvis yra pasiskirstęs oro atmosferoje tarp labai didelio skaičiaus mažyčių, akimis nematomų, elektros nešėjų, kurie kartu sudaro teigiamo erdvinio krūvio debesį. Šio krūvio erdvinis tankis ir sąlygoja elektrinio lauko gradientą $\frac{dE}{dx}$.

Tarp daugelio Lomonosovo mokslinių tyrimų svarbūs yra oro elektros reiškinių tyrimai. Elektrą atmosferoje Lomonosovas tyrė kartu su Richmanu. Lomonosovas pirmas sukūrė atmosferinės elektros teoriją. Pagal ją atmosferinę elektrą kuria tik stačiosios oro srovės. Gulsčiosios oro srovės nesukuria elektros

krūvių. Lomonosovo spėtosios stačiosios oro srovės buvo nustatytos tyrimu praeito amžiaus pabaigoje. Išaiškinęs audrų elektrinių reiškinių esmę, Lomonosovas pasiūlė žaibolaidį — priemonę apsisaugoti nuo žaibų. Be Lomonosovo, elektrinius reiškinius atmosferoje tyrė ir Franklinas.

Žemės turimą neigiamos elektros krūvį turėtų greitai panaikinti oro laidumo bei konvekcijos srovių atnešami teigiami jonai. Tačiau Žemės paviršiuje elektrinis laukas išsilaiko visą laiką. Šiam reiškiniui paaiškinti Žemės paviršius laikomas iš viso neelektrintu. Tarp jo ir apytikriai troposferos riboje (apie 60 km aukštyje) esančio laidaus oro sluoksnio susidaro audrų sukeliamos stačiosios oro srovės, kurioms slenkant, teigiami elektros krūviai atskiriami nuo neigiamų. Pirmieji nešami aukštyn, o antrieji — žemyn, palaiko elektrinį lauką Žemės paviršiuje.

Labai aukšti (100—400 km aukščio) oro sluoksniai yra labai stipriai jonizuoti; jie sudaro jonosferą. Jonosferoje vykstantieji elektriniai reiškiniai yra jau kitokio pobūdžio. Apie juos pakalbėsime vėliau (§ 126).

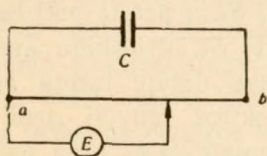
III SKYRIUS

NUOLATINĖ ELEKTROS SROVĖ

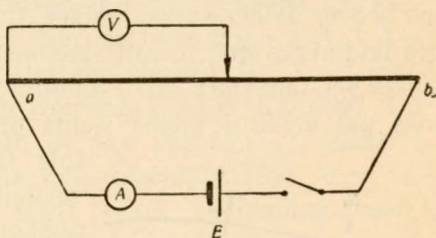
§ 25. ELEKTRINĖS ĮTAMPOS KRITIMAS ELEKTROS SROVĖS GRANDINĖJE

Plono, 1—2 m ilgio, sauso medinio stiebo galus a ir b prijunkime varinėmis vielomis prie didesnio talpumo kondensatoriaus C gnybtų (57 pav.). Be to, stiebo galą sujunkime su tinkamo jautrumo elektrometro E apdanga, o elektrometro stiebelį gerai izoliuotu laidu prijunkime prie, mediniu stiebu stumdomo, metalinio žiedelio. Stumdykime žiedelį išilgai stiebo ir stebėkime elektrometro lapelių prasiskyrimą.

Stumiant žiedelį nuo a į b , elektrometro lapeliai vis labiau prasiskiria. Be to, ilgainiui elektrometro rodoma įtampa mažėja ir pagaliau visai išnyksta. Kondensatorius išsielektrina. Šis tyrimas rodo, kad, sujungus įelektrinto kondensatoriaus plokšteles blogesniu laidininku, jo priešingo ženklo elektros krūviai neutralizuojasi, taigi elektros krūviai slenka tuo laidininku.



57 pav.



58 pav.

Tarp dviejų medinio stiebo taškų turime įtampą ir tuo didesnę, kuo toliau vienas nuo antro yra paimtieji taškai. Einant išilgai stiebo nuo aukščiausio (+) į žemiausio (–) potencialo taškus, įtampa krinta tolydžiai. Tokį įtampos kritimą turime tik tol, kol stiebe juda elektros krūviai.

Dabar bandymą pertvarkykime (58 pav.). Kondensatorių pakeiskime elektros srovės šaltiniu E — galvaniniu elementu

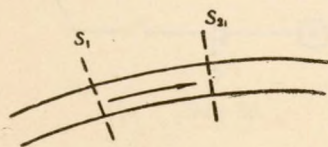
(§ 51) arba akumuliatoriumi (§ 53), kurie palaiko pastovią įtampą, o vieton medinio stiebelio paimkime ploną, 1—2 m ilgio metalinę vielą *ab*. Įtampai matuoti įjunkime voltmetrą *V*. Be to, elektros krūvių judėjimui arba, kitaip sakant, elektros srovei nustatyti į grandinę įjunkime ampermetrą *A*. Ir šiuo atveju matome įtampos kritimą, kuris tuo didesnis, kuo daugiau nutolę laidininko taškai vienas nuo kito. Tik šis kritimas dabar, palaikomas elemento arba akumuliatoriaus elektrovaros jėgos, visą laiką lieka pastovus.

Tiek pirmajame, tiek ir antrajame bandyme elektros krūvių judėjimą, arba elektros srovę, sąlygoja įtampa tarp kondensatoriaus plokštelių arba elemento elektrovaros jėga. Jos sukelia įtampos kritimą atskirose grandinės dalyse ir elektrinį lauką grandinėje. Atsiradusi elektrinė jėga verčia elektros krūvius slinkti laidininkais.

§ 26. ELEKTROS SROVĖ IR JOS STIPRUMAS

Elektros krūvių judėjimą laidininkuose vadiname *elektros srove*. Jei teigiami arba neigiami elektros krūviai visą laiką slenka ta pačia linkme, tokią elektros srovę vadiname *nuolatine elektros srove*.

Išskirkime neišsišakojusiam laidininke, kuriuo bėga elektros srovė, dviem skerspiūviais S_1 ir S_2 (59 pav.) bet kurio ilgio laidininko dalį. Esant stacionariam būviui, toks pat elektros kiekis per tam tikrą laiką įeina pro piūvį S_1 , ir per tą patį laiką toks pat elektros kiekis išeina pro piūvį S_2 . Priešingu atveju



59 pav.

toje laidininko dalyje turėtų arba susitelkti elektros krūviai, arba jų nubėgtų daugiau, taigi tada pačiame laidininke turėtų būti elektros krūvių versmė, bet tokių elektros krūvių susitelkimų negali būti. Tokiu būdu stacionarinės pusiausvyros

būvyje pro bet kurį neišsišakojusios elektrinės grandinės skerspiūvį tuo pat laiku prabėga vienodas elektros kiekis.

Praeinąs pro laidininko skerspiūvį per laiko vienetą (1 s) (teigiamos ir neigiamos) elektros kiekis išreiškia *elektros srovės stiprumą*. Kai pro laidininko skerspiūvį per laiką dt praeina

elektros kiekis dq , tai bėgančios laidininku elektros srovės stiprumas

$$I = \frac{dq}{dt}. \quad (26,1)$$

Tada per laiką t pro laidininko skerspiūvį prabėga elektros kiekis

$$q = \int_0^t I \cdot dt. \quad (26,2)$$

Kai elektros srovės stiprumas yra visą laiką pastovus, $I = \text{const}$, taigi, kai turime nuolatinę pastovią elektros srovę, tada prabėgantis per laiką t elektros kiekis

$$q = It; \quad (26,2a)$$

šiuo atveju

$$I = \frac{q}{t}.$$

Elektros srovės stiprumą išreiškiame *CGSE* ir *MKSA* (praktinės) sistemos vienetais. *CGSE* elektrinių vienetų sistemoje

elektros srovės stiprumo vienetu laikome tokios elektros srovės stiprumą, kai pro laidininko skerspiūvį per 1 s prabėga CGSE vieneto dydžio elektros kiekis.

MKSA sistemoje elektros srovės stiprumo vienetas yra *amperas* (A). Kai pro laidininko skerspiūvį per 1 s prabėga 1 C (kulonas), tai tokios elektros srovės stiprumas yra lygus 1 A. $1 \text{ A} = 3 \cdot 10^9$ *CGSE* elektros srovės stiprumo vienetų. $10^{-3} \text{ A} = 1$ *miliamperas* (mA). $10^{-6} \text{ A} = 1$ *mikroamperas* (μA). Kadangi 1 A stiprumo elektros srovei bėgant, per 1 s prabėga 1 C elektros kiekis, todėl kuloną dar vadina *ampersekunde* (As). Per valandą praeinąs elektros kiekis, esant $I = 1 \text{ A}$, vadinamas *ampervalanda* (Ah). $1 \text{ Ah} = 3600 \text{ As}$, arba C.

Elektros srovės stiprumo dimensija *CGSE* vienetų sistemoje yra:

$$[I] = \frac{[e]}{[t]} = \text{g}^{\frac{1}{2}} \text{cm}^{\frac{3}{2}} \text{s}^{-2}.$$

Kai pro skerspiūvio plotą S laidininką bėga stiprumo I elektros srovė, tai bėgančios pro 1 cm^2 srovės stiprumas

$$i = \frac{I}{S}. \quad (26,3)$$

Šį dydį vadiname *elektros srovės tankiu*. Jo dimensija

$$[j] = \frac{[I]}{[S]} = g^{\frac{1}{2}} cm^{-\frac{1}{2}} s^{-2}.$$

Elektros srovės kryptimi laikome tą kryptį, į kurią slenka teigiamieji elektros krūviai. O jie visuomet slenka iš aukštesnės įtampos vietų į žemesnės įtampos vietas, taigi nuo teigiamo elemento poliaus į neigiamą išorinėje elektros srovės grandinės dalyje. Nors ne visuomet, elektros srovei bėgant, srovėje turime teigiamųjų elektros krūvių slinkimą, pvz., kietuose laidininkuose (§ 35), bet ir tokiais atvejais elektros srovės kryptis nusakoma minėtuoju būdu.

§ 27. OMO DĖSNIS

Tyrimas rodo, kad elektros srovės stiprumas laidininke priklauso nuo sudarytos jo galuose įtampos ir jo ypatybių.

Elektros srovės stiprumas I yra tiesiai proporcingas įtampai U laidininko galuose. Proporcingumo koeficientą pažymėkime G , tada elektros srovės stiprumą laidininke galėsime taip išreikšti:

$$I = UG; \quad (27,1)$$

dydis G yra laidininkui būdingas dydis. Kuo G yra didesnis, tuo didesni elektros kiekiai neutralizuojasi per 1 s, esant tokiai pat įtampai. G apibūdina laidininko laidumą elektrai ir vadinamas jo *elektriniu laidumu*. Pažymėkime laidininko įtampos U ir jame bėgančios elektros srovės stiprumo I pastovų santykį $\frac{U}{I} = \frac{1}{G} = R$. Jį vadiname laidininko *elektrine varža*. Tuomet

$$U = IR \quad (27,2)$$

ir

$$I = \frac{U}{R}. \quad (27,3)$$

Pastarosios lygtys išreiškia Omo nustatytą ir jo vardu vadinamą dėsnį, kuris nusako elektros srovės stiprumo priklausomybę nuo laidininko įtampos ir jo varžos. Jis sako, kad

elektros srovės stiprumas laidininke yra tiesiog proporcingas laidininko įtampai ir atvirkščiai proporcingas jo elektrinei varžai.

Reikia pasakyti, kad ne visokioms elektros srovės grandinėms Omo dėsnis tinka. Jis geriausiai tinka sudarytoms iš metalinių arba elektrolitinių laidininkų grandinėms, tik iš dalies tinka nu-

sakyti elektros srovės stiprumui grandinėse, kuriose laidais yra puslaidininkiai arba dujos, nes dujų bei puslaidininkų elektrinis laidumas tėra pastovus, tik esant nedidelėms įtampoms.

§ 28. LAIDININKO VARŽA. LAIDININKŲ JUNGIMAS. VARŽYNAI

Keisdami įjungto elektros srovės grandinės metalinio laidininko, pvz., vielos, ilgį, pastebime, kad, jį ilginant, elektros srovės stiprumas grandinėje mažėja, o trumpinant — didėja. Taigi laidininko elektrinė varža priklauso nuo laidininko ilgio. Pakeisdami grandinėje storesnį laidininką to paties ilgio ir iš tos pat medžiagos plonesniu, nustatysime, kad laidininko varža priklauso ir nuo jo storio: plonesnių laidininkų elektrinė varža yra didesnė. Tikslesniais tyrimais buvo nustatyta tokia laidininko elektrinės varžos priklausomybė nuo jo ilgio ir storio:

laidininko varža R yra tiesiog proporcinga jo ilgiui l ir atvirkščiai proporcinga jo skerspjūvio plotui S .

Pažymėję proporcingumo koeficientą q , laidininko elektrinę varžą galėsime taip išreikšti:

$$R = q \frac{l}{S}. \quad (28,1)$$

Dydį q , kuris priklauso tik nuo laidininko medžiagos ypatybių, vadiname laidininko *specifine varža*; ji išreiškia 1 cm³ medžiagos varžą. Dažnai laidininko specifinė varža laikoma 1 m ilgio ir 1 mm² skerspjūvio ploto vielos varža. Ją žymime q' , taigi $q' = 10' q$. Atvirkščią q dydį $\sigma = \frac{1}{q}$ vadiname medžiagos *specifiniu laidumu*.

2 lentelė

Kai kurių metalų ir izoliatorių specifinė varža 20°C temperatūroje

Medžiaga	$q \cdot 10^4$ Ω cm	Medžiaga	q Ω cm
sidabras	0,0149	marmuras	10^{10}
varis	0,0155	stiklas	$5 \cdot 10^{13}$
cinkas	0,048	krist. kvarcas	10^{14}
geležis	0,10	žėrutis	$5 \cdot 10^{16}$
platina	0,098	kvarc. stiklas	$5 \cdot 10^{18}$
bismutas	1,2		

Kai laidininko skerspiūvio plotas yra nevienodas, tai R išreiškiamas taip:

$$R = \rho \int_0^l \frac{dl}{S}. \quad (28,2)$$

CGSE vienetų sistemoje varžos vienetu laikoma tokio laidininko varža, kai, sudarius laidininko galuose *CGSE* vieneto dydžio įtampą, juo bėga *CGSE* vieneto stiprumo elektros srovė. Išvestinis varžos vienetas yra omas (Ω). 1 omo varža yra tokio laidininko varža, kai juo bėga 1 A stiprumo elektros srovė, kada laidininko galuose įtampa yra lygi 1 V. $1\Omega = \frac{1 \text{ V}}{1 \text{ A}} = \frac{1}{300 \cdot 3 \cdot 10^9} = \frac{1}{9} \cdot 10^{-11} \text{ CGSE}$. $1\text{CGSE} = 9 \cdot 10^{11}\Omega$. Praktinis *MKSA* vienetų sistemoje varžos vienetas yra tarptautinis omas; tai yra varža gyvsidabrio stulpelio, kurio ilgis yra 106,3 cm ir skerspiūvio plotas 1 mm², esant 0°C temperatūrai. $10^3\Omega$ lygu 1 kiloomui (k Ω), o $10^6\Omega$ — 1 megaomui (M Ω).

Iš lygties (27,2) lengvai galime surasti elektrinės varžos dimensiją *CGSE* vienetų sistemoje:

$$[R] = \frac{[U]}{[I]} = \text{cm}^{-1}\text{s},$$

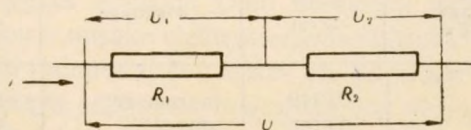
specifinės varžos dimensija (28,1)

$$[\rho] = \frac{[R][S]}{[l]} = \text{s},$$

o specifinio laidumo —

$$[\sigma] = \frac{1}{[\rho]} = \text{s}^{-1}.$$

Sujunkime du varžos R_1 ir R_2 laidininkus nuosekliai (60 pav.). Pažymėkime taip sujungtų laidininkų atstojamąją



60 pav.

varžą R . Esant laidininkų galuose įtampai U , jais abiem bėga stiprumo I elektros srovė. Jei atskirų laidininkų galuose dalinės

įtampos yra U_1 ir U_2 , tai $U = U_1 + U_2$. Pritaikykime šiai visai sistemai ir jos atskiroms dalims Omo dėsnį:

$$U = IR, \quad U_1 = IR_1 \text{ ir } U_2 = IR_2; \quad (28,3)$$

iš čia

$$R = R_1 + R_2. \quad (28,4)$$

Taigi nuosekliai sujungtų laidininkų atstojamoji varža yra lygi jų atskirų varžų sumai. Jei nuosekliai sujungti ne du, o keli laidininkai, kurių varžos yra atitinkamai R_k , tai atstojamoji laidininkų sistemos varža

$$R = \Sigma R_k. \quad (28,5)$$

Padaliję lygtis (28,3) panariui viena iš kitos, gausime:

$$U_1 : U_2 = R_1 : R_2, \quad U_1 : U = R_1 : R \text{ ir } U_2 : U = R_2 : R, \quad (28,6)$$

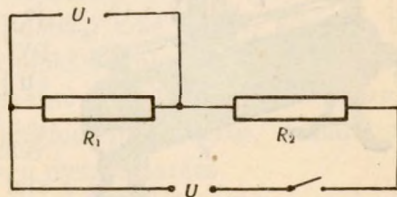
taigi

$$U_1 = U \frac{R_1}{R} = U \frac{R_1}{R_1 + R_2} \text{ ir } U_2 = U \frac{R_2}{R} = U \frac{R_2}{R_1 + R_2}. \quad (28,7)$$

Jei nuosekliai sujungsime ne du, bet kelis laidininkus, tada laidininkų sistemoje įtampos pasiskirstymą išreiškia tokia lygtis:

$$U_k = U \frac{R_k}{R} = U \frac{R_k}{\Sigma R_k}. \quad (28,8)$$

Iš pastarosios lygties galime išskaičiuoti, kokį turėtume pasirinkti varžų santykį, kad, turėdami įtampą U , gautume mums reikalingą mažesnę įtampą U_k . Šiam reikalui naudojame 61 pav. pavaizduotą potenciometrinį jungimą. Varžos R_1 ir R_2 laidininkai sujungti nuosekliai. R_1 ir R_2 parenkame tokio dydžio, kad varžos R_1 laidininko galuose turėtume pageidaujamo dydžio įtampą



61 pav.

$$U_1 = U \frac{R_1}{R_1 + R_2}.$$

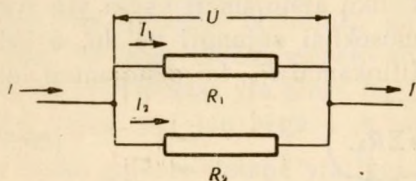
Dabar sujunkime varžos R_1 ir R_2 laidininkus lygiagrečiai (62 pav.). Laidininkų sistemos galuose įtampa yra U , pirmuoju laidininku bėga stiprumo I_1 , o antruoju I_2 elektros srovė,

o visoje laidininkų sistemoje bėgančios elektros srovės stiprumas $I = I_1 + I_2$. Šiuo atveju taikydami Omo dėsnį, turėsime:

$$U = IR; U = I_1 R_1 \text{ ir } U = I_2 R_2; \quad (28,9)$$

iš čia

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \text{ arba } R = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (28,10)$$



62 pav.

Taigi lygiagrečiai sujungtų laidininkų atstojamosios varžos R atvirkščias dydis $\frac{1}{R}$ lygus jungiamųjų laidininkų varžų atvirkščių dydžių sumai. Kai sujungiame kelis laidininkus lygiagrečiai, tai

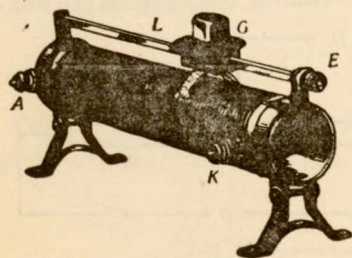
$$\frac{1}{R} = \sum \frac{1}{R_k}. \quad (28,11)$$

Iš lygčių (28,9) turime:

$$I : I_1 = R_1 : R, I : I_2 = R_2 : R \text{ ir } I_1 : I_2 = R_2 : R_1. \quad (28,12)$$

Pastarosios lygtys nusako elektros srovės stiprumų pasiskirstymą lygiagrečiai sujungtų laidininkų sistemoje.

Kad galėtume sudaryti tam tikros varžos elektros srovės grandinę, paprastai į grandinę įjungiamo varžynus, arba reostatų. Jais naudojamės paleisti grandinėje tam tikro stiprumo elektros srovei. Šiuo tikslu keičiame grandinės varžynų varžą tol, kol gauname reikalingo stiprumo elektros srovę. O kartais varžynai elektros srovės grandinėje tarnauja matavimo tikslams, pvz., palyginti nežinomai varžai su įjungta varžyne žinomąja varža.



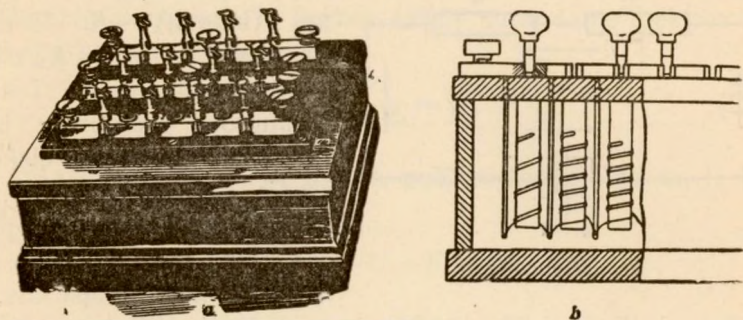
63 pav.

Tinkamo stiprumo elektros srovės gauti laboratorijoje dažniausiai naudojami šliaužiamojo kontakto varžynai (63 pav.). Ant storesnio porcelanianio vamzdžio užvyniojama varžinė, dažniausiai

manganinė viela. Elektros srovės grandinė prijungiama prie varžyno vielos galo A arba K ir prie skersinėlio L šliaužiančio kontakto G . Pastarąjį perstumdami, grandinę galime įjungti daugiau arba mažiau vielos vijų, taigi galime padidinti arba

sumažinti grandinės varžą. Prie A ir K prijungę tam tikrą įtampą U , tarp A ir L gausime tam tikrą jos dalį U_1 .

Varžoms lyginti naudojami *dekadiniai varžynai* (64 pav., a). Jų konstrukcija parodyta (64 pav., b). Prie dėželės ebonitinio dangtelio pritvirtinta eilė ritinėlių, ant kurių bifiliariškai



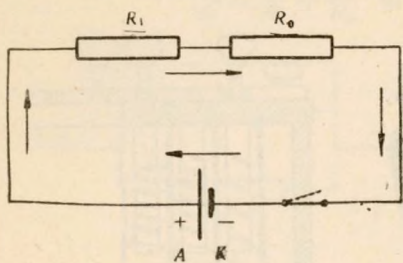
64 pav.

užvyniota parinkto ilgio varžinė viela; dviejų kašmytinių ritinėlių vielų galai prijungti prie ant dangtelio pritvirtintų storų plokštelių. Varžyno atskirų ritinėlių varžinės vielos varža parenkama taip, kad sudarytų varžų rinkinį, panašų į svarelių rinkinį. Dangtelio plokštelės kištuku gali būti sujungtos tarp savęs. Galinių sraigtų pagalba varžynas įjungiamas elektros grandinėn. Kai visi kištukai ištraukti, elektros srovė priversta bėgti iš eilės per visus ritinėlius. Tada varžyno varža yra lygi atskirų ritinėlių varžų sumai. Ritinėlių varžos nurodomos lentelėje ant varžyno dangtelio. Įkišus į kurį tarpelį kištuką, toje vietoje elektros srovė prabėga plokštelėmis, o per ritinėlių praktiškai visai nebėga. Tada atitinkamo ritinėlio varža yra išjungta (trumpai sujungta). Įvairiai kaišiodami kištukus, dekadiniame varžyne galime paimti reikalingo dydžio varžas.

Elektrotechnikoje dažniausiai naudojami įvairių konstrukcijų pastovios arba keičiamos varžos vieliniai varžynai. Labai didelėms varžoms gauti porceliano arba stiklo plokštelė, arba vamzdelis aptraukiami plonu platinos arba grafito sluoksniu. Tokių platininių bei grafitinių varžynų varža siekia šimtus kilomų bei megaomų. Specialiems tikslams laboratorijose naudojami skysčių, arba elektrolitinių, varžynai.

§ 29. NUOLATINĖS ELEKTROS SROVĖS GRANDINĖ. ELEKTROVAROS JĖGA

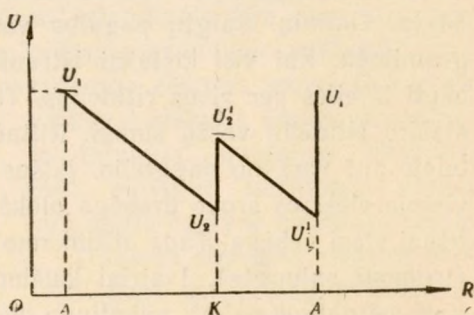
Sudarykime iš elektros srovės šaltinio ir varžyno elektros srovės grandinę, kuri pavaizduota 65 pav. Pažymėkime srovės šaltinio, pvz., galvaninio elemento arba akumuliatoriaus, teigiamą polių (anodą) A ir neigiamą (katodą) — K . Išorinės grandinės varža yra R_1 , o elemento varža yra R_0 . Tokioje sujungtoje grandinėje bėgs tam tikro stiprumo elektros srovė: elemento išorėje nuo A į K , kaip parodyta 65 pav., o pačiame elemente nuo K į A . Grandinėje įtampa kris. Tą



65 pav.

įtamos kritimą galime grafiškai pavaizduoti, atitinkamai pagal įtamos kritimą grandinėje keisdami ordinačių ilgį (66 pav.). Išorinėje grandinės dalyje įtamos kritimą pavaizduoja kreivė U_1U_2 . Pereinant iš katodo K į elemento elektrolitą įtampa šuoliškai pakyla aukštyrui nuo katodo įtamos U_2 iki įtamos U_2^1 ; pačiame elemente elektros srovė bėga nuo K į A ir įtampa krinta nuo U_2^1 iki U_1^1 , o pereinant iš elemento elektrolito į anodą A , vėl įvyksta šuoliškas įtamos pakilimas iki anodo įtamos U_1 . Tuos įtamos šuolius sąlygoja susidarę elektrodų ir elektrolito kontaktuose dvigubi elektriniai sluoksniai (§ 51).

Pažymėkime staigius įtamos šuolius: $U_1 - U_1^1$ = E_1 ir $U_2^1 - U_2 = E_2$. Pagal



66 pav.

Omo dėsnį įtamos kritimas grandinėje išreiškiamas taip: išorinėje grandinės dalyje

$$U_1 - U_2 = IR_1 \quad (29,1)$$

ir elemento viduje

$$U_2^1 - U_1^1 = IR_0. \quad (29,2)$$

Visas įtampos kritimas grandinėje yra lygus jo kilimui, todėl

$$IR_1 + IR_0 = E_1 + E_2 = E. \quad (29,3)$$

Įtampos pakitimą grandinėje $E_1 + E_2$, einant išilgai grandinės, vadiname galvaninio elemento elektrovaros jėga.

Elektrovaros jėga išreiškiama tokiais pat vienetais, kaip ir potencialų skirtumas. Iš lygties (29,3) surandame elektros srovės stiprumą grandinėje:

$$I = \frac{E}{R_1 + R_0} = \frac{E}{R}, \quad (29,4)$$

jei visą grandinės varžą $R_1 + R_0$ pažymėsime R . Be to, iš lygčių (29,1) ir (29,4) gauname:

$$IR_1 = U_1 - U_2 = E - IR_0.$$

Taigi sujungtoje elektros srovės grandinėje, kuria bėga elektros srovė, potencialų skirtumas tarp elektros šaltinio, pvz., galvaninio elemento, polių nėra lygus šaltinio elektrovaros jėgai, bet visada mažesnis; skirtumas tarp šių dydžių yra tuo didesnis, kuo yra didesnė šaltinio varža ir stipresnė grandinėje bėganti elektros srovė. Ir tik, kai $I = 0$,

$$U_1 - U_2 = E.$$

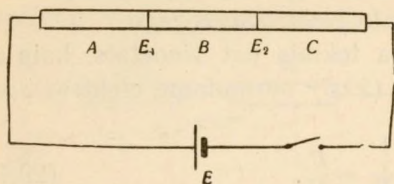
Todėl, norėdami surasti įjungto elektros srovės grandinės srovės šaltinio elektrovaros jėgą, turime taip matuoti, kad grandinėje bėgančios elektros srovės stiprumas būtų lygus nuliui. Paprastai tuo tikslu naudojame kompensacines schemas.

§ 30. OMO DĖSNIS NEVIENALYTEI ELEKTROS SROVĖS GRANDINEI

Vienalytėje elektros srovės grandinėje įtampa krinta tolygiai, einant nuo grandinės anodo prie katodo. Nevienalytėje, t. y. sudarytoje iš skirtingos medžiagos laidininkų, elektros srovės grandinėje skirtingų laidininkų sąlyčio srityje įtampos krinta šuoliškai, pvz., elektrodo ir elektrolito sąlytyje galvaniniame elemente arba, kai liečiasi du skirtingi metalai, metalas ir puslaidininkis arba du puslaidininkiai.

Sudarykime elektros srovės grandinę iš skirtingos medžiagos laidininkų A , B ir C (67 pav.). Jų sąlyčio vietose susidaro

kontaktinis potencialų skirtumas, kuris sukelia šuolišką įtampos kitimą. Pažymėkime atskirų laidininkų galų įtampas taip: laidininko A U_1 ir U'_A ; laidininko B U'_B ir U''_B ; laidininko C U''_C ir U_2 , o laidininkų varžas atitinkamai R_A , R_B ir R_C . Tarkime, kad pro juos bėga stiprumo I elektros srovė. Tada, taikydami Omo dėsnį, gausime:



67 pav.

$$IR_A = U_1 - U'_A,$$

$$IR_B = U'_B - U''_B, \quad (30,1)$$

$$IR_C = U''_C - U_2.$$

Sudėję lygtis (30,1) ir pažymėję atstojamąją laidininkų varžą $R_A + R_B + R_C = R$, gausime:

$$\begin{aligned} IR &= (U_1 - U'_A) + (U'_B - U''_B) + (U''_C - U_2) = \\ &= U_1 + (U_B - U'_A) + (U''_C - U''_B) - U_2 \end{aligned}$$

Pažymėkime kontaktinius potencialų skirtumus $U'_B - U'_A = E_1$, $U''_C - U''_B = E_2$ ir $E_1 + E_2 = E$, kur E yra pačioje grandinėje atsiradusi elektrovaros jėga, esant joje nevienalytiškumui. Tuomet

$$IR = U_1 - U_2 + E \quad (30,2)$$

ir elektros srovės stiprumas grandinėje

$$I = \frac{U_1 - U_2 + E}{R}. \quad (30,3)$$

Tokiu būdu, tiksliau skaičiuojant nevienalytiškose elektros grandinėse elektros srovės stiprumą, reikia atsižvelgti į pačioje grandinėje susidarancias elektrovaros jėgas (§ 92, 98).

§ 31. IŠSIŠAKOJUSI ELEKTROS SROVĖS GRANDINĖ. KIRCHHOFO TAISYKLĖS

Įtampos ir elektros srovės stiprumo pasiskirstymą išsišakojusioje elektros srovės grandinėje nusako Kirchhofo nustatytos taisyklės. I taisyklė sako, kad

į grandinės mazgą įeinančių ir iš jo išeinančių elektros srovių stiprumų algebrinė suma yra lygi nuliui.

Jei į grandinės mazgą A (68 pav.) įeina stiprumo I_1, I_2 ir I_3 , o išeina stiprumo I_4 ir I_5 elektros srovės, tai

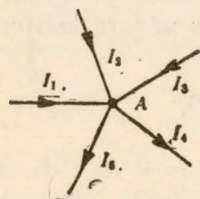
$$I_1 + I_2 + I_3 - I_4 - I_5 = 0$$

arba

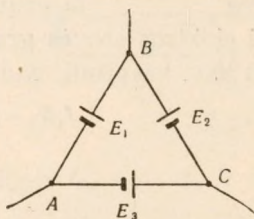
$$\sum I_k = 0. \quad (31,1)$$

Ši taisyklė išplaukia ir iš to, kad pro bet kurį elektros srovės grandinės skerspiūvį visur praeina tas pats elektros kiekis.

Įtampos pasiskirstymą išsišakojusioje grandinėje nusako antroji Kirchhofo taisyklė. Paimkime išsišakojusią grandinę, kuri



68 pav.



69 pav.

sudėta iš atskirų uždarytų elektros srovės grandinės kontūrų (69 pav.). Atskirų kontūro šakų varžas pažymėkime R_1, R_2 ir R_3 , o jomis bėgančios elektros srovės stiprumas I_1, I_2 ir I_3 . Tada kiekvienai kontūro šakai turėsime:

$$\begin{aligned} AB: I_1 R_1 &= U_1 - U_2 + E_1, \\ BC: I_2 R_2 &= U_2 - U_3 + E_2, \end{aligned} \quad (31,2')$$

ir

$$CA: I_3 R_3 = U_3 - U_1 + E_3;$$

visam uždaram kontūrai:

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 + I_3 R_3 = E_1 + E_2 + E_3 \quad (31,3)$$

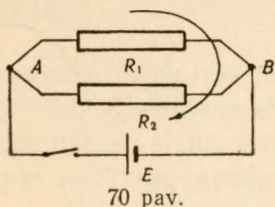
arba apskritai

$$\sum E_k = \sum I_k R_k. \quad (31,3a)$$

Pastaroji lygtis išreiškia II Kirchhofo taisyklę, kuri tvirtina, kad

bet kurio uždaro elektros srovės grandinės kontūro šakų elektros srovės stiprumų I_k ir atitinkamų varžų R_k sandaugų algebrinė suma yra lygi to kontūro elektrovaros jėgų E_k algebrinei sumai.

Sudarydami $\Sigma I_h R_h$, išėję iš kurio nors elektros srovės grandinės taško, apibėgame uždaru keliu elektros srovės grandinės dalis arba ir visą grandinę ir vėl sugrįžtame į pradinį tašką. Atsišakojimuose galime pasirinkti bet kurią kelią; leidžiama tas pačias elektros srovės grandinės dalis perbėgti kelis kartus. Sandauga $I_h R_h$ laikoma teigiama, kai einama pasroviui, ir neigiama — einant prieš elektros srovę.



Imkime pavyzdį. Elektros srovės grandinę sudaro taškuose A ir B (70 pav.) sujungti varžos R_1 ir R_2 laidininkai, prie jų prijungtas elektros srovės šaltinis E .

Apibėgdami elektros srovės grandinės uždara kontūrą AR_1BR_2A nurodyta 70 pav. kryptimi, gausime:

$$I_1 R_1 - I_2 R_2 = 0,$$

arba

$$I_1 R_1 = I_2 R_2,$$

nes šioje grandinės dalyje elektrovaros jėgos neturime, taigi $E=0$. Pritaikę II Kirchhofo taisyklę uždarai grandinės daliai EAR_2BE arba EAR_1BE , turėsime:

$$E = I_2 R_2 \text{ arba } E = I_1 R_1.$$

§ 32. ELEKTRINĖS VARŽOS MATAVIMO BŪDAI

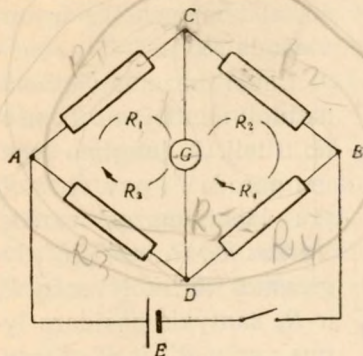
Laidininkų elektrinę varžą galime išmatuoti įvairiais būdais. Pagal Omo dėsnį (27,1) $I = \frac{U}{R}$. Taigi, išmatavę voltmetru įtampą U laidininko galuose ir ampermetru elektros srovės stiprumą I , iš pastarosios lygties galime apskaičiuoti laidininko varžą R .

Kartais laidininko elektrinę varžą surandame lyginimo būdu. Iš pradžių grandinės įjungiamo matuojamąjį laidininką ir ampermetru išmatuojame elektros srovės stiprumą grandinėje. Vėliau matuojamąjį laidininką pakeičiame varžynu, kuriame paimame tiek varžos, kad grandinėje bėgtų tokio pat stiprumo elektros srovė. Tada varžyne paimtoji varža yra lygi matuojamojo laidininko varžai.

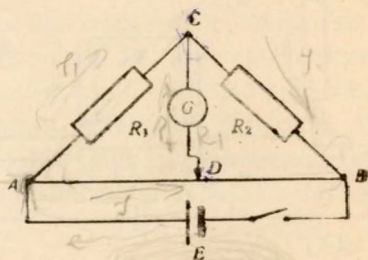
Čia suminėti būdai tinka tik didelėms varžoms matuoti.

Nedidelėms varžoms matuoti laboratorijoje dažniausiai naudojame II Kirchhofo taisyklę pagrįstą tiltelio būdą. Sudarykime

71 pav. nurodytą keturių varžynų elektros srovės grandinę. Prie taškų A ir B prijunkime elementą E , o tarp taškų C ir D permesime tiltelį, į kurį įjunkime galvanometrą G . Visa grandinė pasiskirsto į kelis atskirus uždarus kontūrus. Pažymėkime jų srovės kryptis ir tose šakose bėgančios elektros srovės stiprumus



71 pav.



72 pav.

taip: šakoje AC R_1 ir I_1 , CB R_2 ir I_2 , AD R_3 ir I_3 , DB R_4 ir I_4 ir CD R_5 ir I_5 . Atbėgusi į A elektros srovė pasiskirsto į dvi dalis: viena dalis nueina šaka AC , antra — AD . Taške C (arba D) elektros srovė taip pat pasiskirsto į dvi dalis. Paimkime uždarus kontūrus $ACDA$ ir $CBDC$ ir apibėkime juos schemeje parodyta kryptimi. Taikydami II Kirchhofo taisyklę, gausime:

$$I_1 R_1 + I_5 R_5 - I_3 R_3 = 0 \text{ ir } I_2 R_2 - I_4 R_4 - I_5 R_5 = 0. \quad (32,1)$$

Taškus C ir D parinkime taip, kad jų potencialai būtų lygūs. Tada šaka CD — tilteliu — elektros srovė nebėga ir galvanometro rodyklė nenukrypsta, $I_5 = 0$. Šiuo atveju

$$I_1 = I_2, \quad I_3 = I_4, \quad I_1 R_1 = I_3 R_3 \text{ bei } I_2 R_2 = I_4 R_4. \quad (32,2)$$

Iš čia

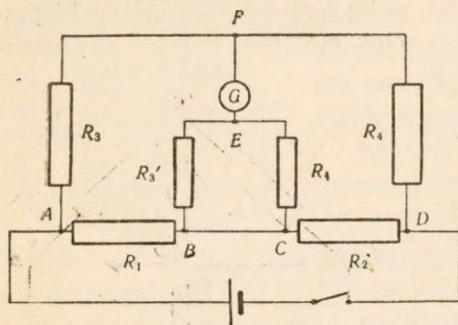
$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{R_3}{R_4} \text{ arba } R_1 R_4 = R_2 R_3. \quad (32,3)$$

Jei iš šių keturių varžų viena, tarkime R_1 , yra nežinoma, tai ją galėsime iš lygties (32,3) apskaičiuoti:

$$R_1 = R_2 \frac{R_3}{R_4}. \quad (32,3a)$$

Kadangi varžai R_1 rasti užtenka žinoti varžų R_3 ir R_4 santykį, tai varžynai R_3 ir R_4 dažnai pakeičiami: Vitstono tiltelyje ištempta

ant metrinės liniuotės (72 pav.), o Kolraušo tiltelyje — užvyniota ant būgno varžine viela. Tokiu atveju varžų R_3 ir R_4 santykį pakeičia vielos dalių AD ir DB ilgių santykis. Tačiau tokį pakeitimą galime padaryti tik tada, kai pati viela yra visiškai homogeniška ir turi vienodą storį.



73 pav.

Labai mažoms varžoms matuoti naudojame Tomsono tiltelį. Jo jungimo schemą parodo 73 pav. R_1 ir R_2 yra labai mažos varžos. Varžos R_3 , R_4 ir R'_3 , R'_4 lyginamos tol, kol varžų R_3 ir R_4 santykis pasidaro lygus varžų R'_3 ir R'_4 santykiui, taigi $R_3 : R_4 = R'_3 : R'_4$,

ir kol galvanometras G neberodo jokios srovės. Pastaruoju atveju pro varžas R_1 ir R_2 bėga stiprumo I_{12} , pro R_3 ir R_4 — I_{34} , o pro R'_3 ir R'_4 — I'_{34} elektros srovė.

Apibėgę kairės pusės uždarą kontūrą $ABEFA$, turėsime:

$$I_{12}R_1 + I'_{34}R'_3 - I_{34}R_3 = 0,$$

o apibėgę dešinės pusės uždarą kontūrą $CDFEC$ —

$$I_{12}R_2 - I_{34}R_4 + I'_{34}R'_4 = 0.$$

Taigi

$$I_{12}R_1 = R_3 \left(I_{34} - I'_{34} \frac{R'_3}{R_3} \right) \text{ ir } I_{12}R_2 = R_4 \left(I_{34} - I'_{34} \frac{R'_4}{R_4} \right). \quad (32,4)$$

Visą laiką $\frac{R_3}{R'_3} = \frac{R_4}{R'_4}$, todėl lygčių (32,4) reiškiniai skliausteliuose yra lygūs. Padaliję abi (32,4) lygtis panariui vieną iš kitos, gausime:

$$R_1 : R_2 = R_3 : R_4. \quad (32,5)$$

Taigi ir šiuo atveju turime tokią pat tiltelio lygtį. Taškus B ir C jungiančios vielos varža į galinį skaičiavimą visai neįeina. Lyginamosios varžos R_3 , R'_3 , R_4 ir R'_4 parenkamos tokio dydžio, kad prijungiamųjų laidų varža būtų palyginti maža.

§ 33. ELEKTROS SROVĖS ENERGIJA IR GALINGUMAS. DŽAULIO-LENCO DĖSNIS

Sudarius uždaroje grandinėje įtampą U , grandinė bėgs tam tikro stiprumo I elektros srovė. Visą laiką elektrinio lauko veikiami elektros krūvių nešėjai (elektronai bei jonai) turėtų greitėti, tačiau jų judėjimą stabdo savotiška „trinties jėga“, kurios kilmė aiškinama šiuo būdu. Pakeliui elektros krūvių nešėjai kietuose kūnuose susiduria su gardelės jonais bei atomais, o skystuose kūnuose ir dujose — su molekulėmis ir jiems atiduoda visą (arba dalį) energiją, gautą, prabėgant potencialų skirtumą. Ši energija virsta jonų bei atomų judėjimo, taigi šilumine, energija. Kai pro laidininką prabėga elektros kiekis q , tai atliktasis darbas

$$W = qU. \quad (33,1)$$

Sis darbas vadinamas *elektros srovės energija*. Įstatę iš lygties (26,1) q išraišką, turėsime:

$$W = \int_0^t UI \cdot dt, \quad (33,2)$$

o bėgant pastovaus stiprumo elektros srovei,

$$W = UIt. \quad (33,3)$$

Pagal Omo dėsnį $U = IR$; taigi elektros srovės atliktą darbą galime ir taip išreikšti:

$$W = I^2 R t = \frac{U^2}{R} t. \quad (33,4)$$

Elektros srovės atliktąjį darbą per laiko vienetą vadiname srovės *galingumu*. Galingumas

$$P = UI = I^2 R = \frac{U^2}{R}. \quad (33,5)$$

Išreiškę U voltais, o I amperais, elektros srovės galingumą P gausime vatais. 1 A stiprumo elektros srovės galingumas, kai įtampa yra 1 V, lygus 1 vatui (W). $1W = \frac{3 \cdot 10^9}{300} \frac{\text{erg}}{\text{s}} = 10 \frac{7\text{erg}}{\text{s}}$. Elektrotechnikoje elektrinis galingumas išreiškiamas kilovatais; 1 kilovatas (kW) = 1000 W.

Elektros srovės atliktąjį darbą, arba elektros energiją, išreiškiamo vatsekundėmis arba kilovatvalandomis. 1 A stiprumo

elektros srovės atliktas darbas per 1 s, kai potencialų skirtumas yra 1 V, lygus 1 vatsekundei (Ws). 1 Ws yra lygi 10^7 ergų, arba lygi džauliui. Elektrotechnikoje elektros energija išreiškiama kilovatvalandomis. 1 kilovatvalanda (kWh) yra lygi $3,6 \cdot 10^6$ Ws, arba $3,6 \cdot 10^{13}$ ergų.

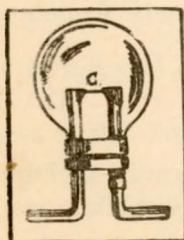
Elektros srovės atliktą darbą dažnai išreiškiame šiluminės energijos vienetais — kalorijomis (cal). 1 Ws lygi 0,239 cal. Laidininke, kuriuo bėga I A stiprumo srovė, kai jo galuose įtampa yra U V, per t s gaunamas šilumos kiekis

$$Q = 0,239 I U t. \quad (33,6)$$

Dydį 0,239 $\frac{\text{cal}}{\text{W}}$ vadiname *elektrinės energijos šiluminiu ekvivalentu*. Lygtis (33,6) išreiškia eksperimentiškai nustatytą Lenco ir Džaulio dėsnį.

§ 34. ELEKTROS SROVĖS ŠILUMINIO EFEKTO TAIKYMAI

Metaliniuose laidininkuose elektros srovės sukurtoji šiluma labai plačiai naudojama įvairiems praktikos reikalams. Vienas svarbiausių šios šilumos taikymų yra elektrinis apšvietimas. Pirmuosius tyrimus panaudoti elektros srovės šiluminį efektą laidininkuose apšvietimui yra atlikę Lodyginas. Jis yra sukonstravęs pirmąją kaitinamąją elektros lemputę. Ją sudaro dvi storos varinės vielos, tarp kurių galų buvo įspraustas anglies gabalėlis C (74 pav.). Visa tai buvo patalpinta į aklinau uždarą indą. Pirmosios elektros lemputės degė apie 30 min. 1873 m. Lodyginas atliko pirmuosius bandymus apšviesti gatves elektros šviesa.



74 pav.

Vėliau elektros lemputę tobulino Didrichsonas ir Edisonas. Didrichsono pagamintos lemputės turėjo kelis angliukus, ir degė 3—4 val. Pirmosios kaitinamosios elektros lemputės turėjo anglies siūlelį.

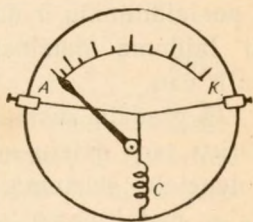
Šiuo laiku apšvietimui naudojamos tik metalinio siūlelio elektros lemputės. Lemputės siūlelį sudaro plonytė volframo vielėlė, kuri, elektros srovei bėgant, smarkiai įkaista ir šviečia. Praktikoje anksčiau buvo naudojamos vakuuminės elektros lemputės; bet dabar dažnai jas pripildo (iki 0,5 at) dujomis. Dujinės lemputės dega ilgiau, nes jų kaitinamasis siūlelis ne taip greit išdulka, kaip vakuuminių lempučių.

Taigi dujinių lempučių našumo koeficientas yra didesnis, nes jų siūlelį galima smarkiau įkaitinti. Apskritai metalinio, ypač volframinio, siūlelio elektros lemputės yra žymiai našesnės už anglies. Todėl pastarosios tenaudojamos tik specialiems tikslams. Elektros lemputėms į tinklą įjungti naudojami specialūs Edisono sukonstruoti patronai.

Elektros srovės šiluminis efektas plačiai naudojamas ir šildymui. Elektrinės virtuvės, virduliai, krosnys, lygintuvai ir kiti elektriniai šildymo prietaisai yra labai plačiai išplitę kasdieninės apyvokos reikmenys. Laboratorijose naudojamų elektrinių krosnių aukštomis temperatūroms gauti veikimas taip pat pagrįstas elektros srovės šiluminiu efektu.

Šiluminiu efektu pagrįstas ir saugiklių veikimas. Kad grandinėje elektros srovės stiprumas neperžengtų numatyto didžiausio leistino stiprumo, grandinėn įjungiamos atitinkamo storio metalinės vielelės. Elektros srovei per daug sustiprėjus, vielelė tiek įkaista, kad ji susilydo, ir elektros srovė nutrūksta.

Elektros srovei bėgant laidininku, jis įšyla ir pailgėja. Šis efektas panaudojamas elektros srovei matuoti šiluminiuose prietaisuose — šiluminiuose ampermetruose ir voltmetruose. Tokio prietaiso schemą matome 75 pav. Įšilusi viela AK ilgėja ir, tempiama per jos vidurį prijungtos spyruoklėlės C , išlinksta, o tada rodyklėlė paslenka skale su padalomis. Vielos įšilimas, jos temperatūros pakitimas, taigi ir jos pailgėjimas, proporcingas elektros srovės stiprumo I arba jos galuose potencialų skirtumo U kvadratui (33,5) ir nepriklauso nuo elektros srovės krypties. Todėl šiluminio ampermetro bei voltmetro skalės padalos nėra vienodos, bet didėja, elektros srovei stiprėjant. Šiluminiai elektros srovės matavimo prietaisai tinka ir nuolatinei, ir kintamai elektros srovei matuoti.



75 pav.

Pagaliau šiluminiu elektros srovės efektu pasinaudojame termoelektriniam efektui gauti elektroninėse lempos, rentgeno spindulių vamzdžiuose, oscilografuose ir kitur.

Visais tais atvejais, kur elektros srovės, arba džiaulinė, šiluma tiesiogiai nesunaudojama, ji virsta nepageidaujamu arba žalingu energijos nuostoliu.

IV SKYRIUS

KIETŲ KŪNŲ ELEKTRINIS LAIDUMAS

§ 35. METALŲ ELEKTRINIS LAIDUMAS. ELEKTROS KRŪVIŲ NEŠĖJAI METALUOSE

Elektrinių ypatybių atžvilgiu kietus kristalinius kūnus galime skirstyti į tris grupes: metalus, puslaidininkius ir dielektrikus. Šių trijų grupių kietieji kūnai skiriasi elektrinio laidumo dydžiu. Metalų specifinis elektrinis laidumas yra apie 10^4 — $10^5 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$, puslaidininkių — tarp 10^2 — $10^{10} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$, dielektrikų — apie 10^{-14} — $10^{-15} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$. Pusalaidininkių elektrinis laidumas labai įvairus ir jo dydis skiriasi net milijonus kartų. Bet atskirų grupių kūnų elektrinio laidumo ypatybės skirtingos ne tik kiekybiškai, bet ir kokybiškai. Veikiant tiems pat fizikiniams veiksniams, atskirų grupių kūnų ypatybės kinta įvairiai. Pvz., temperatūrai kylant, metalų elektrinis laidumas mažėja, o puslaidininkių ir dielektrikų didėja. Priemaišos metalų elektrinį laidumą mažina, o puslaidininkių ir dielektrikų — didina ir pan.

Iš pradžių susipažinkime su elektriniu metalų laidumu. Sudarius tarp dviejų metalinio laidininko taškų kad ir mažiausią potencialų skirtumą, laidininku pradeda bėgti elektros srovė. Taigi metaliniame laidininke turime laisvus elektros krūvių nešėjus, kurie susidariusio elektrinio lauko veikiami išjuda, siekdami išlyginti sudarytą potencialų skirtumą. Elektrostatiniu atveju potencialų skirtumas išsilygina per labai trumpą laiką. Bet čia jis yra visą laiką palaikomas.

Elektros srovei bėgant, pats laidininkas neįsielektrina, taigi ir elektros srovės atveju kiekviename laidininko elementariame tūryje teigiamos ir neigiamos elektros kiekiai lieka lygūs, elektros krūvių nešėjų tankis metale lieka toks pat kaip ir be srovės.

Kokios įelektrintos dalelės perneša elektros krūvius metaliniame laidininke nustatė Tolmenas ir Stiuartas, eksperimentiš-

kai išmatavę specifinį jų krūvį. Elektros krūvių nešėjai turi ne tik tam tikrą elektros kiekį, bet ir inertinę masę. Dalelės turimo elektros kiekio q santykį su jos mase m vadiname jos specifiniu elektros krūviu. Iš pastarojo galime spręsti apie dalelės prigimtį.

Imkime galintį laisvai judėti metalinį laidininką, kuriuo bėga elektros srovė. Staigiai atjungus įtampą, elektros krūvių nešėjai dar turės tam tikrą judėjimo kiekį, bet dėl „trinties“ jėgos nešėjų greitis, o tuo pačiu ir jų judėjimo kiekis mažės. Pagal judėjimo kiekio išsilaikymo dėsnį laidininkas turės išjudėti elektros krūvių nešėjų judėjimo kryptimi. Ir atvirkščiai, laidininką mechaniškai staigiai greitinant, dėl inercijos laisvi elektros krūvių nešėjai pirmą akimirką neišjudės, kils jų reliatyvus judesys laidininko atžvilgiu, laidininke atsiras elektros srovė ir su ja susietas elektrinis laukas.

Iš pradžių greitinkime cilindrinį laidininką išilgai jo ašies. Tegul jo greitėjimas bus a . Tada laisvąjį elektros krūvio nešėją veikia inercijos jėga — ma . Be to, jį veikia ir trinties jėga. Pastaroji yra proporcinga krūvio nešėjo greičiui v ir yra lygi av , čia a yra proporcingumo koeficientas. Tokiu būdu, $av = -ma$ ir

$$v = -\frac{ma}{a}. \quad (35,1)$$

Kai nešėjų skaičius 1 cm^3 yra n , tai, jiems judant greičiu v , sukeliamos elektros srovės stiprumo tankis

$$j = nqv = -\frac{nqm}{a} a \quad (35,2)$$

Apskritai, elektros krūvių nešėjų judėjimą metaliniame laidininke palaiko elektrinė jėga, kuri yra lygi jo krūvio q ir elektrinio lauko stiprumo E sandaugai qE . Kai nešėjas juda pastoviu greičiu, tai ši elektrinė jėga yra lygi trinties jėgai, tik priešingos krypties, taigi

$$qE = av. \quad (35,3)$$

Iš čia

$$v = \frac{qE}{a}. \quad (35,4)$$

Įstatę šią v reikšmę į lygtį (35,2), gausime:

$$\frac{nq^2}{a} E = -\frac{nqm}{a} a,$$

taigi

$$E = -\frac{ma}{q}. \quad (35,5)$$

Šiuo atveju E yra srovės elektrinio lauko stiprumas, gaunamas, greitinant laidininką.

Dabar žiedo pavidalo laidininką paleiskime svyruoti aplink statmeną jo plokštumai ašį. Šiuo atveju greitėjimo, taigi ir kilusios dėl elektros krūvių nešėjų inercijos, elektros srovės elektrinio lauko kryptis eis žiedo liečiamosios kryptimi. Nors dabar greitėjimas ir keisis, bet, imdami akimirksninę reikšmę, galėsime taikyti lygtį (35,5). Šiame tyrime sužadintos kintamos apskritinės elektros srovės sukurinė elektrovaros jėga

$$U = - \oint \mathbf{E} d\mathbf{l} = - \frac{2\pi r m}{q} a, \quad (35,6)$$

čia r yra žiedo radiusas. Tokia kintama elektrovaros jėga atsiranda, kintant pro žiedo plokštumą einančiam magnetinės indukcijos srautui; užvyniojote ant žiedo ritėje atsiranda indukuojama elektros srovė. Ją išmatavę, iš pastarosios lygties galime išskaičiuoti elektros krūvių nešėjų laidininke specifinį elektros krūvį $\frac{q}{m}$, kuris pasirodė lygus elektrono specifiniam krūviui (§ 100).

Bandymai parodė, kad metaliniuose laidininkuose elektros krūvių nešėjai yra elektronai, kurie atsiranda šiuo būdu. Kaip žinome, atskiras atomas sudėtas iš teigiamai elektringo branduolio ir aplink jį skriejančių elektronų. Šie elektronai pasiskirstę sluoksniais aplink branduolį. Išorinio sluoksnio elektronai vadinami *valentiniais*, arba *optiniais*, *elektronais*, nes jie nusako cheminio elemento valentingumą bei jo optinius spektrus. Kai atskiri elemento atomai sudaro kristalinę gardelę, išorinio sluoksnio elektronai sukolektyvinami, jie atsipalaiduoja iš ryšio su atskiru branduoliu ir gali laisvai slankioti gardelėje. Jie vadinami *laisvaisiais elektronais*.

§ 36. METALŲ ELEKTRONINĖS TEORIJOS BRUOŽAI. ELEKTRONŲ LAISVASIS KELIAS

Tyrimai parodė, kad metalai yra sudaryti iš mažų kristalėlių, taigi jie turi polikristalinę struktūrą. Atskirais atvejais galima gauti ir metalų monokristalus. Todėl ir visas metalų ypatybės tenka aiškinti, remiantis jų kristaline struktūra. Elektroninė metalų teorija remiasi idealios, t. y. pasižyminčios griežtu erdvinio periodiškumu, kristalinės gardelės modeliu. Pagal šią teoriją me-

talai yra sudėti iš taisyklingai kristalinėje gardelėje išdėstytų teigiamų jonų, kurių teigiamajame elektriniame lauke juda laisvieji elektronai. Pastarieji sudaro lyg ir dujas, kurios dažnai vadinamos *elektroninėmis dujomis*. Šioms dujoms buvo priskiriamos paprastų vienatomių dujų ypatybės, t. y. elektronai buvo laikomi kietais rutulėliais, judančiais pagal klasikinės mechanikos dėsnius. Esant elektroninėms dujoms statistinėje pusiausvyroje, elektronai pasiskirsto priklausomai nuo greičių arba energijos pagal Maksvelo pasiskirstymo dėsnį, kuris išreiškiamas tokia lygtimi:

$$\omega(E) = C e^{-\frac{E}{kT}} \Delta E, \quad (36,1)$$

čia $\omega(E)$ yra tikimybė, kad dalelė turės energiją tarp E ir $E + \Delta E$, k — Bolcmano konstanta, T — absoliutinė temperatūra.

Vienok tyrimai parodė, kad elementariųjų dalelių (šiuo atveju elektronų) ypatybės neatitinka „materialaus taško“ modelio, taigi neatitinka klasikinės mechanikos sukurto jų aprašymo. Todėl ir klasikinis (Maksvelo) pasiskirstymo dėsnis elektroninėms dujoms netinka. Tiksliau elektrono būvį nusako kvantinė statistika. Kvantinėje statistikoje elektronų pasiskirstymą priklausomai nuo energijos nusako tokia lygtis:

$$\omega(E) = \frac{1}{e^{\frac{E - E_i}{kT}} + 1} \Delta E. \quad (36,2)$$

Ši lygtis išreiškia *Fermio pasiskirstymo dėsnį*. E_i žymi vadinamąjį *Fermio lygį*; jis nusako elektronų turimą didžiausią energiją absoliutinio nulio temperatūroje. Maksvelo pasiskirstymo dėsnis (36,1) yra tik kvantinėje statistikoje išvedamo bendresnio elementariųjų dalelių pasiskirstymo dėsnio atskiras atvejis. Jį galima taikyti, tik esant nedidelėms dalelių koncentracijoms, pvz., mažesnio laidumo puslaidininkiams. Metalai yra geri laidininkai, taigi juose elektros krūvių nešėjų koncentracija didelė, ir nagrinėjant jų elektrinį laidumą, jiems taikomas Fermio pasiskirstymo dėsnis.

Metallų elektroninės teorijos pagrindinis dydis yra *elektronų laisvasis kelias*, nes jo ilgis nusako ne tik metallų elektrines, bet iš dalies ir jų visas kitas ypatybes, pvz., jų šiluminį laidumą. Išsiaiškinsime šio dydžio pobūdį ir nusakysime jo skaitinę

reikšmę, kad galėtume maždaug įvertinti elektrinį laidumą bei jo priklausomybę nuo temperatūros.

Tegul elektroninių spindulių pluoštas įspindi į ploną tam tikros medžiagos plokštelę. Suraskime, kiek nesusidūrusių su medžiagos dalelėmis elektronų praeis pro plokštelę. Medžiagos daleles laikykime apskritais radiuso r rutulėliais, o įspindusias daleles (elektronus) — taškais. Elektronas susiduria su rutulėliu, jeigu jis į jį pataiko. Stebint plokštelę „prieš šviesą“, sudaran tieji ją rutulėliai atrodoys skritulėliais. Jei plokštelė bus pakankamai stora, tai skirtingo gylio sluoksnių skritulėliai uždengs vienas kitą, ir nė vienas elektronas nepraeis nesusidūręs. Tačiau galime paimti ploną plokštelę, kad skritulėliai nebeuždengtų vienas kito, sudarydami skylėtą plokštelę. Tada kai kurie elektronai praeis nesusidūrę.

Pažymėkime plokštelės plotą S , o jos storį dx . Plokštelės tūris bus $S \cdot dx$. Jei dalelių skaičius tūrio vienetu yra N , tai sluoksnyje dx jų bus $NS \cdot dx$. Atskiro skritulėlio skerspiūvio plotas yra πr^2 . Tada visų skritulėlių plotas bus lygus

$$\pi r^2 NS \cdot dx. \quad (36,3)$$

Jei elektronas pataikys į šį plotą, jis nukryps, o nepataikęs, jis pralėks plokštelę nenukrypęs. Iš visų elektronų n , įspindinčių į plokštelę, dn pataikys į skritulėlius ir bus nukreipti. Nukreiptų elektronų dn santykis su visų elektronų skaičiumi n yra lygus visų skritulėlių ploto santykiui su plokštelės visu plotu. Taigi nenukrypusių, arba neišbarstytų, elektronų skaičius sumažės per

$$-dn = n\pi r^2 NS \cdot dx / S = n\pi r^2 N \cdot dx. \quad (36,4)$$

Kad surastume, kiek sumažės neišbarstytų elektronų skaičius, praėjus spindulių pluoštui pro baigtinio storio x medžiagos sluoksnį, reikia (36,4) lygtį suintegruoti nuo 0 iki x . Gausime:

$$\ln n = -\pi r^2 Nx + const. \quad (36,5)$$

Integravimo konstanta nustatoma taip. Esant $x=0$, n turi būti lygus pradiniam elektronų skaičiui n_0 , taigi $\ln n_0 = const$ ir

$$n = n_0 e^{-\mu x}, \quad (36,6)$$

kur $\pi r^2 N = \mu$ vadinamas *elektronų išbarstymo koeficientu*. Jis yra lygus 1 cm³ barstomųjų dalelių (atomų) skerspiūvio plotui.

Pažymėkime $\mu = \pi r^2 N = \frac{1}{l}$. Tada lygtį (36,4) galime ir taip išreikšti:

$$-\frac{dn}{n} = \frac{dx}{l}. \quad (36,7)$$

dn/n , taigi ir dx/l yra tikimybė, kad bet kuris elektronas kelyje dx susidurs; esant $dx=l$, ši tikimybė lygi vienetui. Taigi dydis l išreiškia *vidutinį laisvojo kelio ilgį*, kurį pralėkdamas elektronas susiduria. Tikimybė, kad elektronas nesusidurs, pralėkdamas ilgio x arba ilgesnį kelią, bus nusakyta dydžio $e^{-\frac{x}{l}}$; tai išeina iš (36,6).

Pagal kvantinę mechaniką dalelės pasižymi bangos ypatybėmis. Todėl užuot tyrus, kaip praeina elektronų pluoštas pro medžiagą, nagrinėjame susietų su judančiu elektronu elektroninių bangų sklidimą medžiagoje. Elektroninių bangų intensyvumo mažėjimą, joms sklindant medžiagoje, išreiškia lygiai tokia pat lygtis, kaip ir (36,6). Tik šiuo atveju dydis μ išreiškia *elektroninių bangų išbarstymo koeficientą*. Elektroninės bangos išbarstomos taip pat, kaip šviesos bangos. Šviesos išbarstymo visai skaidriose medžiaginėse aplinkose tyrimai parodė, kad ji išbarstoma dėl netaisyklingo medžiagos tankio, taigi ir jos lūžimo rodiklio, kitimų, arba fliktuacijų, kurias sukelia šiluminis molekulių judėjimas. Pvz., aukštesniųjų oro atmosferos sluoksnių oras išbarsto šviesą dėl jo tankio vietinių fliktuacijų, kurias sukelia šiluminis oro molekulių judėjimas. Dujų išbarstytos šviesos stiprumas nepriklauso nuo temperatūros, nes dujų molekulės neveikia viena kitos ir juda nepriklausomai viena nuo kitos, o šviesos išbarstymas priklauso tik nuo netvarkingo molekulių judesio. Kietuose ir skystuose kūnuose dėl sąveikos atomai bei molekulės juda priklausomai vienas nuo kito, todėl šviesos išbarstymas priklauso nuo temperatūros, ir išbarstymo koeficientas yra tiesiog proporcingas absoliutinei temperatūrai, $\mu \sim T$. Išbarstymo atžvilgiu elektroninės bangos iš esmės nesiskiria nuo šviesos bangų. Taigi ir jų išbarstymo koeficientas lygiai taip priklauso nuo temperatūros. Tada elektronų vidutinis laisvojo kelio ilgis l yra atvirkščiai proporcingas temperatūrai, taigi $l \sim \frac{1}{T}$.

§ 37. OMO DĖSNIO IŠVEDIMAS. METALŲ ELEKTRINĖ VARŽA

Išorinio elektrinio lauko veikiami laisvieji elektronai slenka gardelėje lauko kryptimi, bet susidūrę su jonais iškrypsta. Tarp dviejų „smūgių“ jie slenka greitėdami; jų greitėjimas (35,5)

$$a = \frac{eE}{m}, \quad (37,1)$$

čia e yra elektrono elementarus krūvis, m — jo masė, E — elektrinio lauko stiprumas. Laisvąjį kelią elektronas prabėga per laiką $\tau = l/\bar{v}$, čia $\bar{v}$ reiškia vidutinį elektronų šiluminio (betvarčio) judėjimo greitį. Greitėjimo ir vidutinio laiko tarp dviejų „smūgių“ sandauga išreiškia papildomąjį greitį u elektrinio lauko kryptimi. Jį elektronai įgauna tarp dviejų smūgių:

$$u = a\tau. \quad (37,2)$$

Tuomet elektrono judėjimo elektrinio lauko kryptimi greitis bus lygus

$$u = \frac{eE}{m} \frac{l}{\bar{v}}. \quad (37,3)$$

Dėl šio elektronų kryptingo judėjimo elektrinio lauko kryptimi, arba jų dreifo, susidariusios elektros srovės tankis

$$j = \frac{1}{2} uen = \frac{ne^2 l}{2m\bar{v}} E. \quad (37,4)$$

Taigi

elektros srovės tankis yra proporcingas elektrinio lauko stiprumui,

kas atitinka Omo dėsnį. Proporcingumo koeficientas $\frac{ne^2 l}{2m\bar{v}}$

išreiškia elektrinį laidumą $\sigma = \frac{ne^2 l}{2m\bar{v}}$; tada

$$j = \sigma E. \quad (37,5)$$

Pastaroji lygtis išreiškia Omo dėsnį diferencialine forma.

Dabar imkime ilgio L ir skerspjūvio ploto S laidininką. Kiekviename jo tūrio vienetė yra n laisvųjų elektronų. Sudarykime laidininko galuose įtampą U . Elektros srovės stiprumas $I = jS$

ir elektrinio lauko stiprumas $E = \frac{U}{L}$; įstatę tą reikšmę į lygtį (37,4), gausime:

$$I = \frac{e^2 n l}{2 m \bar{v}} \frac{S}{L} U. \quad (37,6)$$

Bet iš (37,5) ir (28,1)

$$\frac{2 m \bar{v}}{e^2 n l} \frac{L}{S} = \frac{1}{\sigma} \frac{L}{S} = R. \quad (37,7)$$

Tada lygtį (37,6) išreiškiame taip:

$$I = \frac{U}{R}. \quad (37,8)$$

Pastaroji lygtis išreiškia Omo dėsnį.

Lygtis (37,7) rodo, kad laidininko varža susideda iš dviejų dalių: viena $\frac{2 m \bar{v}}{e^2 n l}$ dalis priklauso tik nuo laidininko medžiagos ypatybių, kita — $\frac{L}{S}$ nuo laidininko geometrinių matmenų. $\frac{2 m \bar{v}}{e^2 n l} = \frac{1}{\sigma}$ pažymėkime ρ . Tuomet varžą galėsime išreikšti taip:

$$R = \rho \frac{L}{S}, \quad (37,9)$$

taigi laidininko varža yra tiesiog proporcinga jo ilgiui ir atvirkščiai proporcinga skerspjūvio plotui.

§ 38. METALŲ VARŽOS TEMPERATŪRINIS KOEFICIENTAS

Bandymai rodo, kad laidininko varža priklauso nuo jo temperatūros. Įjunkime į Vitstono tiltelio vieną šaką geležinę vielą ir matuokime jos varžą, šildydami ją degiklio liepsnoje. Aiškiai pastebėsime, kad vielos varža didėja. Į elektros tinklą įjunkime metalinio siūlelio elektros lemputę ir ampermetrą. Sujungus grandinę, ampermetro rodyklė nukrypsta daugiau, bet vėliau jo nukrypimas sumažėja. Lemputės siūleliui įkaitus, jo varža padidėja. Tačiau jeigu į tinklą įjungsime anglinio siūlelio lemputę, tai tik įjungus, ampermetras parodo silpnesnę elektros srovę, kuri vėliau sustiprėja. Anglinio siūlelio varža, jam įkaitus, sumažėja. Įjungta metalinio siūlelio elektros lemputė iš karto, o anglinio siūlelio tik po kurio laiko sužiba šviesiai.

Šie visi bandymai rodo, kad, keičiantis laidininkų temperatūrai, kinta ir jų elektrinė varža. Temperatūrai kylant, metalinių

laidininkų varža didėja. Pvz., pakėlus varinio laidininko temperatūrą iki 500°C , jo varža padidėja 1,4 kartų, o pažeminus ją iki -190°C , ji sumažėja 10 kartų, palyginus su jo varža 0°C temperatūroje. Vidutinių temperatūrų srityje metalinių laidininkų varžos priklausomybę nuo temperatūros išreiškia tokia lygtis. Pažymėkime laidininko varžą 0°C temperatūroje R_0 , o temperatūroje t raide R ; varžos pakitimas $R - R_0$, pakėlus laidininko temperatūrą $t^{\circ}\text{C}$, yra proporcingas pradinei varžai R_0 ir temperatūros kitimui t . Jei proporcingumo koeficientą pažymėsime α , tai

$$R - R_0 = \alpha R_0 t$$

arba

$$R = R_0(1 + \alpha t). \quad (38,1)$$

α vadinamas *varžos temperatūriniu koeficientu*; jis išreiškia laidininko varžos kitimo santykį su pradine varža, pakėlus temperatūrą 1°C . Nedideliuose temperatūrų tarpuose α yra beveik pastovus dydis. Metalinių laidininkų varža vidutinėse temperatūrose yra apytiksliai proporcinga jų absoliutinei temperatūrai.

Metalinių laidininkų specifinę varžą išreiškia tokia lygtis (37,7):

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{2m\bar{v}}{ne^2 l}. \quad (38,2)$$

Elektronų vidutinis laisvojo kelio ilgis l yra atvirkščiai proporcingas absoliutinei temperatūrai (§ 36), $l \sim \frac{1}{T}$, todėl metalų specifinė varža turi būti tiesiog proporcinga absoliutinei temperatūrai, nes elektronų skaičius ir jų įgytas greitis elektriniame lauke nepriklauso nuo temperatūros. Tokia išvada gerai atitinka eksperimentinius tyrimus.

Metalinių laidininkų varžos temperatūrinis koeficientas vidutinėse temperatūrose yra apytiksliai lygus $1/250 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ laip}^{-1}$, taigi jis yra arti idealių dujų plėtimosi koeficiento $\gamma = 1/273,2 \text{ laip}^{-1}$. Tokiu būdu, temperatūrai kylant, metalų varža didėja pagal tokį pat dėsnį, kaip ir dujų slėgimas. Pastarasis didėja todėl, kad didėja dujų atomų šiluminio judėjimo energija, kuri proporcinga temperatūrai; o metalų varža didėja todėl, kad elektronų laisvojo kelio ilgis mažėja atvirkščiai proporcingai temperatūrai.

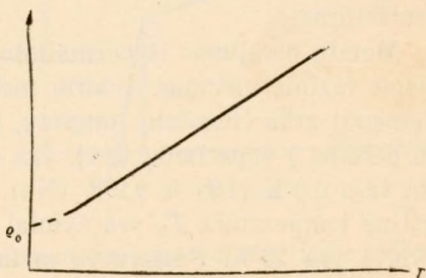
Tai tinka tik visai gryniems metalams. Negryną, turinčių nedidelį kiekį priemaišų, metalų elektrinė varža yra didesnė, kaip gryną. Pašaliniai atomai iškraipo metalo gardelės struktūrą, ir priemaišos sukelia elektronų išbarstymą, kaip, pvz., dulkelės ore išbarsto šviesos bangas. Priemaišų sukeltas elektronų išbarstymas priklauso nuo jų koncentracijos, bet nepriklauso nuo temperatūros. Tai patitinka *Matiseno taisyklę*, kuri nurodo, kad jei į mažesnio laidumo metalą, pvz., geležį, įterpsime laidesnę priemaišą, pvz., sidabro, tai laidininko varža padidėja. Varžos pakitimas proporcingas priemaišų koncentracijai.

Kai kurių metalų lydinių, pvz., konstantano arba manganino, varžos temperatūrinis koeficientas yra labai mažas. Pvz., manganino laidininko $\alpha = 2 \cdot 10^{-5} \text{ laip}^{-1}$. Todėl tokių lydinių vielos vartojamos tiksliais varžynams gaminti.

Metalinių laidininkų varžos priklausomybė nuo temperatūros yra pagrįstas elektrinių varžos termometrų veikimas. Dažniausiai naudojami platininiai varžos termometrai.

§ 39. SUPERLAIDUMAS

Temperatūrai krintant, metalinių laidininkų varža mažėja apytikriai $\frac{1}{250}$ dalim, pakitus 1°C , ir labai žemose, artimose absoliutiniam nuliui, temperatūrose pasidaro labai maža. Reikėtų laukti, kad absoliutinio nulio temperatūroje, kai gardelės jonai nebejudą, jie nebetrukdys laisviems elektronams judėti. Jei metalo joninė gardelė pasidarytų visai taisyklinga ir griežtai periodiška, varža turėtų visai išnykti. Tyrimai rodo, kad žemose temperatūrose varža nebemažėja, bet lieka pastovi ir nepriklauso nuo temperatūros. 76 pav. kreivė vaizduoja specifinės varžos kitimą artimoje absoliutiniam nuliui temperatūroje, ϱ_0 specifinės varžos likutis. Toks varžos kitimas žemose temperatūrose aiškinamas taip. Ir žemose temperatūrose kristalo gardelė nėra visai taisyklinga, nes ją iškraipo arba priemaišos metale, arba



76 pav.

mechaniniai įtempimai. Todėl ir absoliutinio nulio temperatūroje realių metalų varža nėra lygi nuliui, bet turi tam tikrą dydį, kuris lygus varžos likučiui ρ_0 . Tačiau žemose temperatūrose atliktieji varžos matavimai parodė, kad kai kurių metalų, pvz., alavo, švino, gyvsidabrio ir kt., varža tam tikroje žemoje temperatūroje praktiškai visai išnyksta, pasidaro lygi nuliui. Tokie metalai vadinami superlaidininkiais, o jų įgytas ypatingas būvis — superlaidumu. Kiekvienas superlaidininkis turi savo būdingą temperatūrą, kurioje jis iš normalaus būvio pereina į superlaidumo būvį. Šią temperatūrą vadiname kritine temperatūra.

Staigų medžiagos būvio kitimą paprastai vadiname faziniu virtimu. Tokie faziniai virtimai yra agregatinio būvio pasikeitimai, pvz., kieto kūno virtimas skysčiu. Pereinant medžiagai iš vienos fazės į kitą, kinta jos kristalinė struktūra: arba jos kristalinė gardelė visai suyra, pvz., medžiagai skystėjant, arba ji virsta tik kitokia. Susidarant kristalinei gardelei arba virstant kitokia, absorbuojama kristalizacijos šiluma, kuri paprastai vėl išlaisvinama, vykstant procesui priešinga kryptim. Faziniai virtimai, kuriuos lydi energijos pakitimai, vadinami pirmos rūšies faziniais virtimais.

Žinomi ir kitokios rūšies faziniai virtimai, kada kristalinė gardelė nepasikeičia; tokiam virtimui energija nereikalinga. Tai vadinamieji antros rūšies faziniai virtimai. Tokios rūšies fazinis virtimas yra, pvz., feromagnetinės (α —) geležies virtimas paramagnetine (β —) geležimi 769°C temperatūroje. Antros rūšies fazinį virtimą lydi visada staigus medžiagos šiluminio talpumo pasikeitimas.

Metalų perėjimas iš normaliojo į superlaidų būvį yra antros rūšies fazinis virtimas. Įvairių metalų, tikriaus sakant cheminių elementų arba cheminių junginių, kritinės temperatūros, kuriose jie pereina į superlaidų būvį, yra skirtingos. Grynujų metalų ji yra tarp $0,3^\circ\text{K}$ (Hf) ir $9,2^\circ\text{K}$ (Nb). Kai kurių cheminių junginių kritinė temperatūra T_k yra žymiai aukštesnė, pvz., niobo nitrito (NbN) yra 23°K . Pastaruoju metu surasti cheminiai junginiai, kurie jau skysto oro temperatūroje virsta superlaidžiais. Iš grynujų metalų šiandien žinoma 17 superlaidininkių.

Mendelejevo periodinėje elementų sistemoje superlaidininkiai (išskyrus uraną) sudaro monolitinę grupę. Ar kiti metalai ir cheminiai elementai irgi yra superlaidūs, šiandien negalima pasakyti. Jie yra tirti labai žemose (iki 1°K) temperatūrose, o Au,

Superlaidūs elementai ir jų kritinės temperatūros

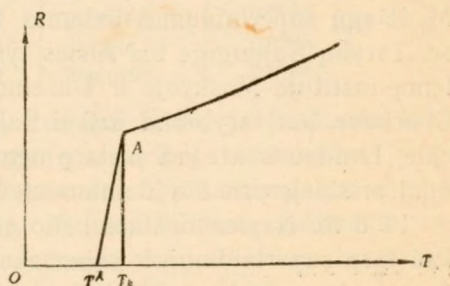
Ch. elemen- tas	Hf	Cd	Zr	Zn	Ga	Al	U	Th	Ti
$T_h^{\circ}\text{K}$	$0,35^{\circ}$	$0,54^{\circ}$	$0,7^{\circ}$	$0,79^{\circ}$	$1,06^{\circ}$	$1,14^{\circ}$	$1,3^{\circ}$	$1,32^{\circ}$	$1,77^{\circ}$
Ch. elemen- tas	Tl	In	Sn	Hg	V	Ta	Pb	Nb	
$T_h^{\circ}\text{K}$	$2,33^{\circ}$	$3,37^{\circ}$	$3,69^{\circ}$	$4,12^{\circ}$	$4,3^{\circ}$	$4,38^{\circ}$	$7,26^{\circ}$	$9,22^{\circ}$	

Bi, Mg, Cu net $0,05^{\circ}\text{K}$, bet ir tokiose žemose temperatūrose jų superlaidumas nenustatytas.

Be cheminių elementų, superlaidūs yra kai kurie cheminiai junginiai bei lydiniai. Įdomu tai, kad tarp superlaidžių junginių pasitaiko tokių, kurių sudedamosios dalys nėra superlaidžios (bent iki šiol nėra nustatytas jų superlaidumas); pvz., CuS ($T_h = 1,6^{\circ}\text{K}$), Au_2Bi ($T_h = 1,7^{\circ}\text{K}$).

Superlaidi medžiaga virsta normalia labai staigiai. Varžos kitimo staigumas priklauso nuo medžiagos grynumo. 77 pav. kreivės grafiškai pavaizduoja skirtingo grynumo alavo varžos kitimą. Gryno metalo varža kinta labai staigiai, $0,0005^{\circ}$, o mažiau gryno $0,01^{\circ}$ temperatūrų tarpe. Priemaišos sumažina virtimo staigumą. Virtimo tarpas $T^A T_h$ kartais gali siekti dešimčiųjų, o cheminių junginių — net kelių laipsnių plotį.

Jei superlaidininkiu paleisime elektros srovę, tai ji bėgs visą laiką nesilpnėdama. Šiuo reiškiniu pasinaudojama patikrinti ar tikrai superlaidininkių varža yra lygi nuliui. Žiedo



77 pav.

pavidalo superlaidininkis pakabinamas laisvai elastinga viela vienaalyčiame magnetiniame lauke. Indukcijos būdu jame sužadinama elektros srovė. Tada žiedas pasisuka tam tikru kampu, kuris matuojamas veidrodiniu būdu. Normalaus būvio laidininke elektros srovė greitai silpsta ir išnyksta, ir žiedas vėl grįžta į pirmąją padėtį. Superlaidus žiedas pasilieka visą laiką pasisukęs. Tyrimai parodė, kad superlaidininkio varža ne didesnė

už $10^{-13} R_0$, čia R_0 varžos likutis, taigi superlaidininkio varža praktiškai lygi nuliui. Antras įdomus bandymas su superlaidininkiais yra toks. Magnetinė rodyklėlė visą laiką lieka pakibusi ore viršum superlaidžios metalinės plokštelės, kuria nepaliaujamai bėga elektros srovė.

Superlaidžių laidininkų būvį galima panaikinti, pakėlus jų temperatūrą aukščiau jų kritinės temperatūros T_h . Bandymai parodė, kad superlaidumas išnyksta ir išoriniame magnetiniame lauke, kai pastarojo stiprumas pasiekia tam tikrą kritinį dydį. Pvz., 3°K temperatūroje alavas yra superlaidus, kol išorinio magnetinio lauko stiprumas yra mažesnis už 98 erstedus. Šio stiprumo magnetiniame lauke alavas virsta normaliu, nors jo kritinė temperatūra $T_h = 3,69^\circ\text{K}$. Kuo alavo temperatūra yra žemesnė, tuo reikia stipresnio kritinio magnetinio lauko, kad būtų panaikintas jo superlaidumas. Esant $T = 2,5^\circ\text{K}$, kritinio magnetinio lauko stiprumas $H_h = 158$ Oe, o kai $T = 2^\circ\text{K}$, $H_h = 209$ Oe. Superlaidininkius ir apibūdina kritinio magnetinio lauko priklausomybė nuo temperatūros, t. y. $H_h = f(T)$.

Išorinis magnetinis laukas panaikina superlaidų būvį, todėl superlaidininkiais tegali bėgti tik tam tikro stiprumo elektros srovė, kurios magnetinis laukas yra silpnesnis už kritinį magnetinį lauką, panaikinantį superlaidumą.

Superlaidumo reiškinyms buvo nustatytas Kemerling-Oneso. Medžiagų superlaidumas tiriamas žemų temperatūrų institutuose. Tarybų Sąjungoje tos rūšies tyrimai atliekami Fizikos problemų institute Maskvoje ir Ukrainos Fizikos-technikos institute Charkove, kur tarybiniai fizikai Šalnikovas, Senbergas, Meškovskis, Landau ir kt. yra padarę nemažą šios srities darbų ir žymiai prisidėję prie šio įdomaus medžiagos būvio aiškinimo.

1938 m. Kapica nustatė helio supertakumą. Landau parodė, kad tarp superlaidumo ir supertakumo yra labai glaudus ryšys; superlaidumą galima aiškinti elektroninių dujų metaluose supertakumu. Be to, tyrimai parodė, kad superlaidininkių kritinė temperatūra priklauso nuo cheminio elemento izotopų masės. Iš čia buvo padaryta išvada, kad superlaidumo reiškinyje labai svarbūs kristalinės gardelės svyravimai. O Kuperis teigia, kad dalelės, kurioms taikoma ne Bolcmano, o Fermio statistika (pvz., laisviesiems elektronams metale), pasižymi šia ypatybe: veikiant tarp jų ir labai silpnai traukos jėgai, jos susiporuoja. Taigi metaluose laisvieji elektronai gali sudaryti poras. Tokios

elektronų poros turi mažesnę energiją, kaip atskiri du laisvi elektronai. Jų energijų skirtumas lygus elektronų poros ryšio energijai. Absoliutinio nulio temperatūroje elektronų poros pasižymi supertakumu, kuris pasireiškia superlaidumo forma. Elektronų porų superlaidumo teoriją išvystė tarybinis fizikas Bogoliubovas.

§ 40. METALŲ ŠILUMINIO IR ELEKTRINIO LAIDUMO RYŠYS

Metalų šiluminis laidumas yra žymiai didesnis už nemetalinių kūnų. Tai aiškinama tuo, kad metaluose šilumos pernešime dalyvauja sukolektyvinti elektronai. Metalų šiluminis laidumas tuo geresnis, kuo jų elektrinis laidumas didesnis. Tai rodo tyrimai. Be to, Francas ir Videmanas eksperimentais nustatė, kad metalų šiluminio ir elektrinio laidumų santykis yra beveik pastovus dydis.

4 lentelė

Kai kurių metalų šiluminio laidumo κ ir specifinės varžos ρ sandaugos reikšmės

Metalas	$\kappa \rho \cdot 10^4$	Metalas	$\kappa \rho \cdot 10^4$
sidabras	0,0162	geležis	0,0155
varis	0,0153	platina	0,0228
cinkas	0,0162	bismutas	0,0182

Metaluose šiluma sklinda dvejopu būdu: ją perduoda arba laisvieji elektronai, arba kristalinės gardelės atomai bei jonai. Šilumos sklidimo metaluose elektroninis mechanizmas yra esminesnis už atominį. Elektroninį šilumos laidumą galima nustatyti tokiu pat būdu, kaip surandamas dujų šiluminis laidumas. Šiluminio laidumo koeficientas κ išreiškiamas taip:

$$\kappa = \frac{1}{3} \bar{v} c_1 n, \quad (40,1)$$

čia $\bar{v}$ žymi vidutinį netvarkingo (šiluminio) judėjimo greitį, c_1 — vienos dalelės specifinę šilumą, n — dalelių skaičių tūrio vienetu, l — vidutinį laisvojo kelio ilgį.

Padalykime metalų šiluminio ir elektrinio laidumo (37,5) koeficientus vieną iš kito:

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{2c_1 m \bar{v}^2}{3e^2} = \frac{4}{3} \frac{Ec_1}{e^2}, \quad (40,2)$$

kur $E = \frac{1}{2} m \bar{v}^2$ yra elektronų vidutinė netvarkingo judėjimo energija. Taikant šią lygtį, paprastai elektronų netvarkingo judėjimo energija sutapatinama su šilumine energija ir prilyginama $\frac{3}{2} kT$, o šiluminis talpumas yra $\frac{3}{2} k$. Tada gaunamas toks santykis:

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{3k^2}{e^2} T. \quad (40,3)$$

Tokiu būdu, šis santykis nepriklauso nuo metalo prigimties, taigi jis visiems metalams yra pastovus dydis. Be to, jis yra proporcingas absoliutinei temperatūrai. Šias išvadas, kaip jau minėta, patvirtina bandymas.

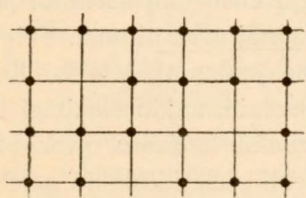
Klasikinis laisvųjų elektronų vaizdavimas sukėlė esminius vidinius prieštaravimus. Jei elektronams priskirsime tokias pat ypatybes, kokios priskiriamos dujų atomams, tai kiekvieno jų vidutinė šiluminė energija turėtų būti lygi $\frac{3}{2} kT$, o specifinė šiluma $\frac{3}{2} k$. Esant dideliame laisvųjų elektronų skaičiui, jų energija turėtų sudaryti žymią metalų atominės šilumos dalį. Tarkime, kad laisvųjų elektronų skaičius metale lygus atomų (jonų) skaičiui. Tokio metalo atominė šiluma būtų lygi nebe $3R$, bet $\frac{9}{2} R$. Laisvųjų elektronų skaičius metale turi būti didelis, nes tik tada jie galės vaidinti žymų vaidmenį metalo šiluminiame laidume. Tačiau bandymai parodė, kad paprastose temperatūrose daugumai metalų tinko *Diulongo* ir *Pti taisyklė*. Šį prieštaravimą pašalina kvantinė mechanika, taikydama nebe klasikinę (Maksvelo), o kvantinę (Fermio) statistiką. Pagal ją elektronai turi didelę energiją, nes jie turi didelį greitį, taigi jie gali turėti žymią įtaką metalo šiluminiame laidumui, bet jų specifinė šiluma yra maža ir labiau nepaveikia metalo atominės šilumos. Šioje statistikoje šiluminio ir elektrinio laidumo koeficientų santykis $\frac{\kappa}{\sigma}$ praktiškai lieka nekintamas ir lygus $k^2 T$. Abiejose teorijose netvarkingo judėjimo vidutinės energijos ir specifinės šilumos sandauga lieka pastovi, nes klasikinėje teorijoje vidutinė energija proporcinga kT ir specifinė šiluma k , o kvantinėje — energija yra nekintamas dydis, o specifinė šiluma proporcinga $k^2 T$.

§ 41. PUSLAIDININKIAI. REALIŲ KRISTALINIŲ GARDELIŲ DEFEKTAI

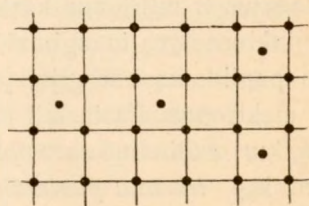
Daugumas sutinkamų gamtoje kūnų yra *puslaidininkiai*. Jie sudaro didžiausią kristalinių kūnų grupę ir pasižymi tuo, kad jų elektrinės ypatybės, taigi ir jų elektrinis laidumas, labai priklauso nuo išorinių veiksnių. O tokiais veiksniais yra šildymas, apšvietimas, elektrinis ir magnetinis laukas, kristalo gardelės defektai arba priemaišos. Nuo šių veiksnių puslaidininkių elektrinis laidumas gali pasikeisti milijonus kartų.

Kristalinių medžiagų išorines (makroskopines) savybes galima suskirstyti į dvi grupes. Vienai grupei priklauso tos kristalo ypatybės, kurias sąlygoja kristalo struktūros griežtas periodiškumas. Pvz., visos pagrindinės metalų ypatybės išaiškinamos, laikant pagrindu *idealią kristalinę gardelę*, t. y. tokią gardelę, kurios struktūra pasižymi griežtu erdviu periodiškumu. Antrai grupei priklauso tokios ypatybės, kurias sukelia kaip tik kristalinės gardelės periodinės struktūros sutrikimai, arba defektai. Šios kristalo ypatybės vadinamos *struktūrai jautriomis ypatybėmis*. Tokiomis ypatybėmis pasižymi puslaidininkiai. Prie jų priklauso puslaidininkių elektrinis ir šiluminis laidumai, fotoelektrinės ir optinės ypatybės ir kt.

Griežtai periodinę struktūrą turi tik ideali gardelė. Bet kurioje realioje gardelėje visada yra *defektų*, arba *priemaišų*. Jos esti dvejopos kilmės: *makroskopinės* ir *mikroskopinės*. Makrosko-



78 pav.



79 pav.

pines priemaišas sudaro skilimai, pašalinės koloidinės dalelės, kitos medžiagos didesni įtarpai ir pan. Mikroskopinės priemaišos kristale gali būti tokios:

1. *Tuščias mazgas*, susidaręs, iš kristalo pašalinus idealios gardelės atomą arba joną (78 pav.),
2. *Tarpmazginis atomas arba jonas* — gardelės savas atomas arba jonas tarpmazgyje (79 pav.),

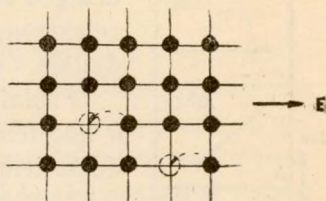
3. *Turintis anomalų elektros krūvį gardelės jonas,*
4. *Svetimas atomas tarpmazgyje ir*
5. *Svetimas atomas mazge, kuris pakeičia pačios gardelės atomą.*

Pirmųjų dviejų grupių defektus vadiname *mechaniniais defektais*. Mechaniniai defektai nekeičia atominės, sudarytos iš vienokios rūšies jonų, gardelės sudėties, bet jie keičia joninės gardelės, sudarytos iš skirtingų jonų, *stechiometrinį santykį*, t. y. santykį tarp abiejų rūšių jonų skaičių gardelėje. Pvz., normaliaame būvyje NaCl gardelėje 1 Na jonas atitinka 1 Cl joną, bet susidarius tuštiems mazgams arba įsiterpus jonams tarpmazgyje, jonų skaičių santykių pasikeičia. 3-os grupės defektai vadinami *elektriniais defektais*. Dviejų paskutinių grupių defektai laikomi *cheminiais defektais*; tai bus priemaišos siauresnė šio žodžio prasme. Šie defektai keičia kristalo cheminę sudėtį. Visų grupių defektai susidaro, veikiant įvairiems veiksniams, pvz., puslaidininkius šildant, apšviečiant juos, įnešant elektronus ir pan.

§ 42. PUSLAIDININKIŲ ELEKTRINIS LAIDUMAS

Puslaidininkiuose, kaip ir metaluose, elektros krūvio nešėjai yra *laisvieji*, arba *laidumo, elektronai*, tik jų yra žymiai mažiau. Tačiau tam tikromis sąlygomis jų koncentraciją galima pakeisti tūkstančius ir milijonus kartų. Laisvųjų elektronų šaltiniai puslaidininkiuose yra mazginiai gardelės jonai arba atomai. Suteikę jiems papildomą energiją, juos galime jonizuoti, išlaisvindami iš jų elektronus. Pastarieji padidina puslaidininkio elektrinį laidumą, kurį vadiname *savuoju puslaidininkio laidumu*, o tokį puslaidininkį — *tikrinį puslaidininkiu*. Reali puslaidininkio gardelė paprastai yra netaisyklinga, joje yra defektų arba priemaišų. Šios priemaišos taip pat yra laisvų elektronų tiekėjai. Jose elektronai yra žymiai silpniau pririšti, kaip gardelės mazginiuose jonuose arba atomuose. Elektronams iš pastarųjų išlaisvinti reikia 0,5—2 eV, o jiems išlaisvinti iš priemaišų — tik šimtųjų elektronvolto dalių, taigi užtenka šiluminio judėjimo energijos paprastoje temperatūroje. Išlaisvintų iš priemaišų elektronų sukeliamą elektrinį laidumą vadiname *puslaidininkio priemaišiniu laidumu*.

Puslaidininkiuose priemaišos yra dviejų rūšių. Suteikęs garsei energijos, iš vieny priemaišų išlaisvinami elektronai, kurie padidina puslaidininkio elektrinį laidumą. Tokias priemaišas vadiname *donorais*. O kitos priemaišos pagauna ir suriša išlaisvintus iš mazginių jonų elektronus. Šias priemaišas vadiname *akceptoriais*. Šias dvi priemaišų rūšis atitinka ir du puslaidininkių elektrinio laidumo mechanizmai: *elektroninis* ir *skylinis*, arba *defektinis*. Turint elektroninį laidumo mechanizmą, elektros srovę sukelia laisvieji elektronai. Tokio laidumo puslaidininkį vadiname *elektroniniu*, arba *n*, puslaidininkiu. Skylinis laidumo mechanizmas taip



80 pav.

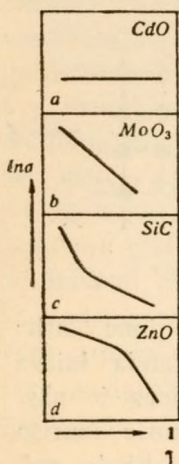
aiškinamas. Pašalinus elektroną iš garselės jono arba atomo, jame susidaro elektronų trūkumas, atsiranda laisva vieta — „skylė“. Taigi susidaro laisvasis elektronas ir skylė. Jei puslaidininkyje turime akceptorius, kurie suriša laisvuosius elektronus, tai jame lieka tik skylės. Skylę gali užimti kaimyninio jono elektronas, peršokdamas į ją (80 pav.), tada kaimyniniame jone atsiranda skylė. Elektriniame lauke, jonų surištieji elektronai, pereidami iš eilės į skyles, gali pernešti elektros krūvį, taigi dalyvauti laidume. Jų slinkimą atitinka priešingos krypties skylės slinkimas. Tokiu būdu skylės (t. y. būvio, kuris susidaro pašalinus elektroną) slinkimas elektriniame lauke atitinka turinčios teigiamą elektros krūvį dalelės slinkimą. Šio pobūdžio puslaidininkio elektrinį laidumą vadiname *skyliniu*, o puslaidininkį — *skyliniu*, arba *p*, puslaidininkiu.

Taigi puslaidininkiuose galima sudaryti laisvus elektros krūvio arba laisvus srovės nešėjus, tik reikia kristalinei garsei suteikti papildomą energiją. Ją suteikiame įvairiais būdais: šildydami, apšvietę arba patalpinę kristalą į elektrinį arba magnetinį lauką.

§ 43. PUSLAIDININKIŲ ELEKTRINIO LAIDUMO PRIKLAUSOMYBE NUO PRIEMAIŠŲ IR TEMPERATŪROS. ŠILUMINĖS VARŽOS

Tyrimai rodo, kad puslaidininkių elektrinis laidumas priklauso nuo jame esančių priemaišų. Pastarųjų koncentracijai didėjant, elektrinis laidumas žymiai didėja. Laikoma, kad žemes-

nėse (kambario ir dar žemesnėse) temperatūrose puslaidininkių laidumas yra *priemaišinis*; *savasis* jų laidumas tepasireiškia aukštesnėse temperatūrose. Priemaišų koncentraciją puslaidininkyje galime didinti aukštesnėje temperatūroje kaitindami jį, mechanškai jį veikdami arba įnešdami kitos medžiagos atomus, o taip pat švitindami skvarbiais (elektronų, rentgeno, neutronų bei gama) spinduliais.



81 pav.

Puslaidininkių elektrinis laidumas priklauso ir nuo temperatūros. To paties puslaidininkio laidumo temperatūrinė eiga kartais labai skirtinga, tai rodo 81 pav. SiC arba ZnO staigus kreivės pakitimas. Iš jų matyti, kad temperatūrinė laidumo eiga tiesiogiai nesisieja su puslaidininkių chemine sudėtimi. Tos pačios medžiagos skirtingai pagaminti pavyzdėliai gali turėti visai kitokią elektrinio laidumo temperatūrinę eigą. Taigi nei puslaidininkių elektrinis laidumas, nei jo temperatūrinė eiga nėra būdingi dydžiai, kurie būdingi metalams bei dielektrikams.

Nelabai plačiame temperatūrų intervale puslaidininkio elektrinio laidumo σ priklausomybę nuo temperatūros T galime nusakyti tokia eksponentine formule:

$$\sigma = Ae^{-\frac{B}{kT}}. \quad (43,1)$$

Cia k yra Bolemano konstanta, A ir B — tam tikri koeficientai; daugelio puslaidininkių A ir B nepriklauso nuo priemaišų koncentracijos, bet kai kurių, priemaišų koncentracijai augant, A didėja, o B mažėja. Iš koeficiento B galime nustatyti puslaidininkių sužadinimo, arba aktyvacijos, energiją ΔE , nes $B = \frac{\Delta E}{2}$. Pereinant iš vieno temperatūrų tarpo į kitą, laidumo temperatūrinės eigos kreivės lūžta; kinta koeficientai A ir B . Aukštesnėse temperatūrose vieno puslaidininkių koeficientai A ir B didėja, o kitų mažėja. Atskirais atvejais B gali būti lygus nuliui; toks puslaidininkis turi metalinio pobūdžio laidumą. Tokiu laidumu pasižymi didelį elektrinį laidumą turintieji puslaidininkiai.

Dabartinės puslaidininkių elektrinio laidumo teorijos negali apimti visų labai įvairių eksperimentinių faktų, bet jos tik aiški-

na atskirus atvejus. Tačiau visos teorijos remiasi tokiu bendru teiginiu. Temperatūrai kylant, šiluminis judėjimas stiprėja, ir todėl aukštesnėje temperatūroje didesnis elektronų skaičius gali būti išlaisvintas iš gardelės jono (atomo) arba donoro. Tai paaiškina, kodėl puslaidininkių elektrinis laidumas taip labai priklauso nuo temperatūros.

Puslaidininkių elektrinio laidumo ir jų varžos žymią priklauso mybę nuo temperatūros panaudojame praktiškai *šiluminėse varžose*, arba *termisteriuose*. Nors šiluminės varžos pradėtos gaminti tik prieš 20 metų, tačiau jos jau labai plačiai taikomos įvairiausiose srityse. Jos geros tuo, kad, būdamos mažos ir patvarios, dirba ilgą laiką ir nereikalingos jokio ypatingo specialaus aptarnavimo.

Šiluminės varžos daugiausia naudojamos temperatūrai matuoti. Turėdamos didelį temperatūrinį koeficientą, jos yra 1–2 eilėms jautresnės už jautriausius termometrus plačiame (iki 500°C) temperatūrų intervale. Šiluminių varžų jautrumas siekia 0,0005°C.

5 lentelė

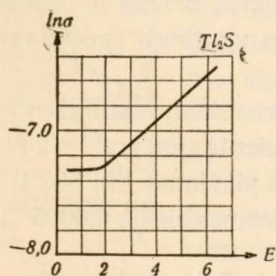
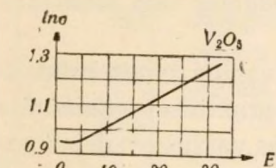
Tipingos šiluminės varžos (puslaidininkio termometro) temperatūrinės ypatybės

t°C	Varža	Temperatūrinis varžos koeficientas %
—25	580000	—6,1
0	145000	—5,2
25	46000	—4,4
50	16000	—3,8
75	6700	—3,3
100	3200	—3,0
150	830	—2,4
200	305	—2,0
275	100	—1,95

Šiluminės varžos naudojamos temperatūrai reguliuoti bei jos kitimams kompensuoti. Jos naudojamos ultraaukšto dažnumo elektros srovių galingumui, dujų slėgimui, jų šiluminiui laidumui matuoti, generatorių amplitudėms stabilizuoti ir kt.

§ 44. PUSLAIDININKIŲ ELEKTRINIO LAIDUMO PRIKLAUSOMYBĖ NUO ELEKTRINIO LAUKO STIPRUMO. ELEKTRINIS PRAMUŠIMAS

Eksperimentiniai tyrimai parodė, kad puslaidininkių elektrinis laidumas priklauso ir nuo elektrinio lauko stiprumo. 82 pav. *a* ir *b* kreivės rodo V_2O_5 ir Tl_2S tokią elektrinio laidumo priklausomybę. Elektrinio lauko stiprumas E čia išreikštas kV/cm. Silpnese laukuose (iki 2–5 kV/cm) elektriniuose laukuose minėtų puslaidininkių laidumas nekinta, taigi juose yra išlaidkomas Omo dėsnis. O stipriuose laukuose laidumas pradeda staigiai didėti.



82 pav.

Paprastai skiriamos stiprių ir silpnų elektrinių laukų sritys. Silpnų laukų sritis atsiskiria nuo stiprių riba E_0 , kuri išreiškia tokį elektrinio lauko stiprumą, kada laidumas σ pradeda kitėti. Taigi silpnų laukų srityje ($E < E_0$)

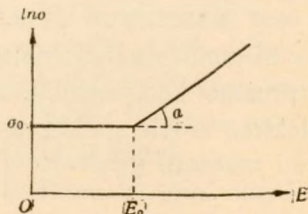
$$\sigma = \sigma_0 = \text{const.} \quad (44,1)$$

Stipriuose elektriniuose laukuose (kai $E > E_0$) puslaidininkio laidumas priklauso nuo lauko stiprumo, ir toji priklausomybė išreiškiama tokia lygtimi:

$$\sigma = \sigma_0 e^{a(E - E_0)}. \quad (44,2)$$

Pastaroji lygtis išreiškia vadinamąjį *Pulio dėsnį*. Grafiškai šią lygtį pavaizduoja 83 pav. kreivė. Parametrai a ir E_0 priklauso ne tiksliai nuo puslaidininkio prigimties, bet ir nuo jo priemaišų ir temperatūros. Koeficientas a nusako elektrinio laidumo kreivės (stipriuose laukuose) palinkimą į abscisų ašį; a priklauso nuo temperatūros: kuo aukštesnė temperatūra, tuo a mažesnis. Taigi temperatūrai žemėjant, visa laidumo kreivė pasistumia žemyn ir darosi ne tokia staigi.

Parametras E_0 išreiškia tokį elektrinio lauko stiprumą, kada Omo dėsnis pakeičia Pulio dėsnis. Kuo puslaidi-



83 pav.

ninkis sunkiau jonizuojamas, t. y. kuo daugiau energijos reikalinga išlaisvinti surištiems elektronams, tuo yra didesnis ir E_0 . Jis didėja, didėjant priemaišų koncentracijai ir kylant temperatūrai. Kai kuriais atvejais stipriuose elektriniuose laukuose elektrinis laidumas didėja lėčiau, kaip reikalauja Pulio dėsnis. Bet kurio kūno elektrinį laidumą galima išreikšti šiuo būdu:

$$\sigma = enu, \quad (44,3)$$

čia u išreiškia elektros krūvių nešėjų judrumą, n — jų koncentraciją, e — elektros krūvį. Taigi elektrinis laidumas gali didėti arba elektros krūvio nešėjų judrumui didėjant, arba jų koncentracijai augant. Jofės tyrimai parodė, kad nešėjų judrumas nekinta. Tokiu būdu, elektrinis laidumas stipriuose elektriniuose laukuose didėja, didėjant nešėjų koncentracijai. Stiprūs elektriniai laukai sukelia kristale smūginę jonizaciją, tunelinį efektą, sumažina aktyvacijos energiją.

83 pav. grafiškai pavaizduota elektrinio laidumo priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprumo būdinga ne tik puslaidininkiams, bet ir dielektrikams. Pastarieji skiriasi nuo puslaidininkų tuo, kad jie silpnų elektrinių laukų (Omo dėsnio išlaikymo) srityje turi joninį laidumą. Stiprių elektrinių laukų (Pulio dėsnio išlaikymo) srityje dielektrikų, kaip ir puslaidininkų, elektrinis laidumas yra elektroninis. Laikoma, kad abiem atvejais Pulio dėsnis sąlygojamas to paties elektrinio laidumo mechanizmo. Tik dielektrikuose perėjimas iš Omo dėsnio į Pulio dėsnio sritį įvyksta žymiai stipresniuose elektriniuose laukuose.

Labai stipriuose elektriniuose laukuose elektros srovės stiprumas staigiai padidėja, medžiagos sluoksniai suardomi mechanškai. Reikia pažymėti, kad pulinis elektrinio laidumo didėjimas stipriuose elektriniuose laukuose tiesiogiai nesiriša su elektrinio pramušimo reiškiniu. Ekstrapoliuojant Pulio dėsnį pramušimo įtampų sritin, gaunami per maži elektros srovės tankiai, kad būtų pramušami medžiagos sluoksniai.

§ 45. KIETŲ DIELEKTRIKŲ ELEKTRINIS LAIDUMAS

Kieti dielektrikai pasižymi joniniu bei elektroniniu elektriniu laidumu. Abiejų šių rūšių laidumo dėsningumai yra visai skirtingi, todėl tenka eksperimentiniu keliu nustatyti, kurios rūšies elektrinio laidumo mechanizmas vyrauja tiriamajame

dielektrike tam tikromis sąlygomis. Kai dielektrikuose turime joninį laidumą, tada yra tenkinamas Faradėjaus elektrolizės dėsnis, o elektroninį laidumą nustatome iš Holo efekto (§ 85).

Gausūs eksperimentiniai Faradėjaus dėsnių išlaikymo tyrimai parodė, kad daugumas kietų dielektrikų normaliomis sąlygomis pasižymi joniniu laidumu. Elektrinis joninis laidumas esti dviejų rūšių. Viena joninio laidumo rūšis yra vadinamasis kristalų *savasis laidumas*. Jį sąlygoja kristalų gardelės pagrindinių jonų judėjimas. Šios rūšies laidumas žymiau pasireiškia tik aukštesnėse temperatūrose. Kitos rūšies laidumą sąlygoja palyginti silpnai įtvirtintų jonų judėjimas. Prie tokių jonų priklauso priemaišų jonai ir kristalinės gardelės netaisyklingumų vietų jonai. Šios rūšies elektrinis laidumas pasireiškia palyginti žemose temperatūrose.

Visi kristalai yra netaisyklingi, turi defektų, todėl šios rūšies laidumų pasižymi visi kristalai. Ne joniniai (valentiniai) kristalai pasižymi *priemaišiniu laidumu*.

Kietų dielektrikų joninį laidumą eksperimentiškai ir teoriškai tyrė tarybiniai fizikai Jofė, Frenkelis, Skanavis ir kt. Jofė suformulavo pagrindinį teiginį, kad dielektrikų elektriniame laidume dalyvauja ne visi jonai, bet tik dėl šiluminio judėjimo išplėsti iš mazgų ir esantieji laisvesniame būvyje jonai. Tokių jonų skaičius yra nedidelis ir priklauso nuo šiluminio judėjimo stiprumo. Tuo būdu lengvai paaiškinama kietų dielektrikų elektrinio laidumo priklausomybė nuo temperatūros, kuri yra būdingiausia dielektrinio kristalo charakteristika.

Gausi eksperimentinė medžiaga rodo, kad dielektrikų elektrinio laidumo σ priklausomybę nuo temperatūros galima išreikšti eksponentinės formos funkcija. Ne joninių kristalų, kaip antai, kvarco, kalcito ir kt., kuriuose gana plačiame temperatūrų tarpe elektros krūvio nešėjai yra vieno ženklo jonai, σ priklausomybė gali būti išreikšta tokia formule:

$$\sigma = Ae^{-\frac{B}{kT}}, \quad (45,1)$$

kur A ir B yra tam tikri koeficientai. Koeficientas B leidžia nustatyti jonų aktyvacijos energiją, nes $B = \frac{\Delta E}{2}$, čia ΔE išreiškia aktyvacijos energiją, k — Bolcmano konstanta, T — absoliutinė temperatūra. Skaičiavimai rodo, kad tokių kristalų aktyvacijos

energija yra tarp 0,75—1,80 eV. Nors puslaidininkų ir dielektrikų elektrinio laidumo mechanizmas yra skirtingas, tačiau laidumą aprašome panašiomis formulėmis (43,1) ir (45,1). Joninių kristalų elektrinis laidumas taip pat eksponentiškai priklauso nuo temperatūros, tik šiuo atveju temperatūrinės eigos kreivės lūžta. Eksperimentiniai duomenys atitinka formulę

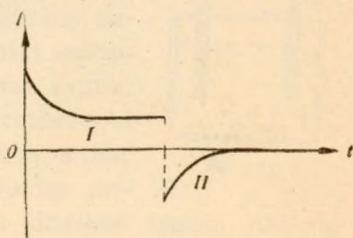
$$\sigma = A_1 e^{-\frac{B_1}{kT}} + A_2 e^{-\frac{B_2}{kT}}, \quad (45,2)$$

čia A_1 , A_2 , B_1 , B_2 yra koeficientai. Tai rodo, kad elektros krūvio nešėjai žemoje temperatūroje skiriasi nuo nešėjų aukštoje temperatūroje. Pvz., PbJ_2 kristale žemose temperatūrose elektros krūvius perneša jodo jonai, o aukštose — jodo ir švino jonai. Žemose temperatūrose nešėjai paprastai esti silpniau surišti jonai.

Amorfinių dielektrikų, kaip antai, stiklo, keraminių ir organinių medžiagų, elektrinis laidumas taip pat didėja, temperatūrai kylant, ir jo priklausomybė nuo temperatūros išreiškiama vienanare formule. Grynų stiklų elektrinį laidumą sąlygoja net mažiausia šarminių metalų oksidų priemaiša, o keraminių medžiagų — stikliški tarpiniai sluoksniai jose. Daugumos organinių dielektrikų laidumą sukelia lengvai disocijuojančios į jonus priemaišos.

Apskritai, kietų amorfinių dielektrikų elektrinio laidumo priklausomybė nuo temperatūros yra gana paini. Tokį painų priklausomybės pobūdį sąlygoja tai, kad, temperatūrai kintant, žymiai pasikeičia amorfinių dielektrikų elementarių narvelių struktūra, taigi pakinta ir jonų aktyvacijos energija.

Bėgant elektros srovei pro kietą dielektriką, žemesnėse temperatūrose pasireiškia antriniai procesai, kuriuos sąlygoja elektros krūvių telkiamasis dielektrike. Elektros srovės stiprumas nusistovi tik po kurio laiko. 84 pav. kreivės parodo elektros srovės stiprumo priklausomybę nuo laiko, įelektrinant (I) bei išelektrinant (II) kietą dielektriką. Kad elektros



84 pav.

srovės stiprumas kinta, pirmiausia nustatė Kiuri. Srovės stiprumą, dielektriką įelektrinant, jis išreiškė tokia formule:

$$I = at^{-n}, \quad (45,3)$$

kur a ir n yra konstantos, t — laikas. Bet ši formulė tinka tik ilgesnėms trukmėms, nes, esant trumpoms trukmėms, I turėtų būti labai didelis (kai $t=0$, $I=\infty$). Sisteminiai tyrimai parodė, kad srovės stiprumo dielektrike priklausomybė nuo laiko yra žymiai sudėtingesnė.

Sąlygojantieji elektros srovės stiprumo kitimą kietuose dielektrikuose veiksniai paprastai skirstomi į *greituosius* ir *lėtuosius*. Kad srovės stiprumas dielektrike keistųsi, turi vykti elektrinio lauko pasikeitimas, elektros srovei bėgant. Tokį lauko kitimą gali sukelti ne tik mikroskopiniai nevienalytiškumai, bet ir erdvinio krūvio telkimasis.

Dielektriką išelektrinant, elektros srovė silpnėja taip pat dėsningai, kaip ir dielektriką įelektrinant.

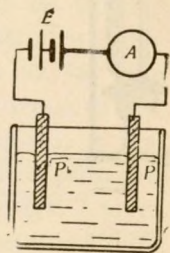
V SKYRIUS

SKYSČIŲ ELEKTRINIS LAIDUMAS

§ 46. GRYNŲ SKYSČIŲ IR TIRPALŲ ELEKTRINIS LAIDUMAS

Visai grynį skysčiai yra blogi elektros laidininkai, o kai kurie ir visai geri izoliatoriai. Išimtį sudaro tiksliai išlydyti metalai bei puslaidininkiai ir druskos. Negrynų skysčių elektrinis laidumas yra jau žymiai didesnis, ypač jei juose yra ištirpusių druskų arba šarmų. Pvz., chemiškai grynas vanduo yra visai blogas laidininkas, bet paprastas, natūralus vanduo yra jau pusėtinai laidas. Kad elektros srovė galėtų bėgti, reikalingi elektros krūvių nešėjai — jonai arba elektronai. Taigi visai grynuose skysčiuose tokių nešėjų nėra.

Į švarų indą įpilkime distiliuoto vandens, įmerkime dvi platinos plokštes P — elektrodus ir sujunkime 85 pav. parodytą elektros srovės grandinę; E yra elektros srovės šaltinis (elementų arba akumuliatorių baterija) ir A — ampermetras. Pastarasis parodo silpną grandinė bėgančią elektros srovę, taigi vanduo nėra **visai** chemiškai grynas. Dabar įlašinkime į vandenį kelis sieros arba kitokios rūgšties, arba druskos tirpalo lašus. Bėganti elektros srovė žymiai sustiprėja, taigi vandens elektrinis laidumas žymiai padidėja. Rūgšties arba druskos koncentracijai vandenyje didėjant, stiprėja ir elektros srovė. Tokiu būdu, vandens elektrinis laidumas pri-

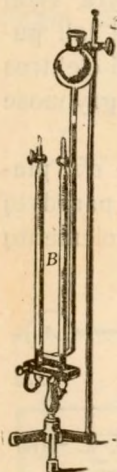


85 pav.

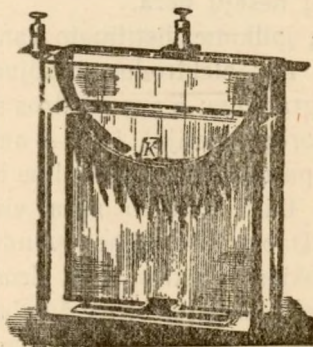
klauso nuo ištirpintos rūgšties arba druskos kiekio. Bet ne kiekviena vandenyje ištirpinta medžiaga didina vandens elektrinį laidumą; ištirpus jame cukrui bei kitoms organinėms medžiagoms, jo laidumas nepasikeičia. Tik ištirpintos neorganinės rūgšties, druskos bei bazės padidina vandens ir kitų skysčių elektrinį laidumą. Tokius elektrai laidžius tirpalus vadiname elektrolitais, o įmerkta į elektrolitą metalines plokš-

teles — *elektrodais*. Sujungtą su teigiamu elektros šaltinio, pvz., galvaninio elemento, poliumi elektrodą vadiname *anodu*, o sujungtą su neigiamu poliumi — *katodu*.

Elektros srovę elektrolituose lydi nemaža reiškinių. Į sies rūgštimi parūgštintą vandenį įmerkime du platininius elektrodus ir, sujungę juos su elementų baterijos poliais, paleiskime elektros srovę. Ant elektrodų pradeda rinktis mažais burbulėliais dujos, padengdamos elektrodus. Tyrimai rodo, kad ant anodo išsiskiria deguonis, o ant katodo — vandenilis. Tai įsitikiname ištyrę reiškinį dujų voltametru. Dujų voltametras sudaro dvi tarp savęs vamzdeliu sujungtos, turinčios padalas biuretės *B*, į kurias įlydyti elektrodai (86 pav.). Paleidus elektros srovę, išsiskyrę ant elektrodų dujų burbulėliai kyla aukštyn ir susirenka biurečių viršutinėje dalyje. Bandymas rodo, kad katodinėje biuretėje susirenka vandenilis, o anodinėje — deguonis. Pastarųjų dujų tūris yra du kartus mažesnis. Kad skysčiu bėganti elektros srovė ant elektrodų išskiria medžiagą parodo ir toks tyrimas. Įpylę į indą vario sulfato



86 pav.

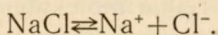


87 pav.

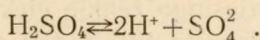
(CuSO_4) tirpalo, įmerkime dvi vario plokšteles ir paleiskime elektros srovę. Po kurio laiko viena jų (katodinė) apdengiama šviesiai gelsvos spalvos vario nuosėdomis. Katodinė plokštelė pasunkėja, o anodinė palengvėja. Leidžiant elektros srovę pro švino acetato tirpalą, ant švininės katodinės plokštelės *K* nusėda išsiskyrusio iš elektrolito švino kristalėliai, sudarydami medžio pavidalo figūreles — švininį medelį (87 pav.).

§ 47. ELEKTROLITINĖ DISOCIACIJA

Metaluose elektros krūvius perneša elektronai. Elektrolituose elektros krūvių nešėjai yra paskiri atomai arba atomų grupės. Tirpale didesnis arba mažesnis ištirpusios medžiagos molekulių skaičius visada suskyla į nešančias elektros krūvius dalis. Pvz., ištirpinta NaCl druskos molekulė suskyla į teigiamai įelektrintą natrio joną Na^+ — *katijoną* ir neigiamai įelektrintą chloro joną Cl^- — *anijoną*:



Sieros rūgšties (H_2SO_4) molekulė vandeniniame tirpale skyla į du teigiamus vandenilio jonus 2H^+ ir į neigiamai įelektrintą dvigubu neigiamos elektros elementariu krūviu joną SO_4^{2-} :



Ištirpintos medžiagos molekulių skilimą į jonus vadiname *elektrolitine disociacija*. Kadangi jonus sudaro arba įelektrinti paskiri atomai, arba atomų grupės, tai jų nešamas elektros krūvis yra nedidelis, ir yra elementaraus elektros krūvio kartotinis. Tyrimai parodė, kad jono nešamas elementarių krūvių skaičius visada yra lygus jo cheminiam valentingumui, kurį turi šiame junginyje sudaręs jį atomas arba jų grupė.

Ištirpintos medžiagos molekulių disociaciją į jonus sukelia tirpiklio molekulių veikimas ir ji vyksta tirpale ir be išorinio elektrinio lauko. Tai patvirtina tokie reiškiniai. Elektrolitų osmotinis slėgimas (I dal. § 102) yra žymiai didesnis už tą, koks turėtų būti, palyginus su tirpalo koncentracija ir ištirpusios medžiagos molekulinio svoriu. Be to, patirta, kad sudarius ir mažiausią potencialų skirtumą, elektros srovė bėga elektrolitu. Jei elektrolite visai jonų nebūtų, tai molekulėms suskaidyti į jonus reikėtų atlikti darbo; taigi, tik sudarius tam tikrą, būdingą kiekvienam tirpalui potencialų skirtumą, atsirastų jonai, ir tik esant tokiam arba didesniai potencialų skirtumui galėtų bėgti pro elektrolitą elektros srovė.

Be ištirpusios medžiagos molekulių, disocijuoja ir paties tirpiklio molekulės. Ir visai gryname skystyje tam tikra skysčio molekulių dalis yra suskilusi. Pvz., vandens molekulės disocijuoja į H^+ ir OH^- jonus. Esant 0°C temperatūrai, 1 cm^3 yra apie 10^{-7} molio H^+ jonų. Jonų skaičius labai priklauso nuo temperatūros: H^+ ir OH^- jonų skaičių sandauga padidėja nuo $0,63 \cdot 10^{-14}$

16°C temperatūroje iki $3,80 \cdot 10^{-14}$ 40°C temperatūroje. Vieni skysčiai disocijuoja stipriau, o kiti silpniau.

Ištirpusios medžiagos disocijavusių molekulių skaičiaus santykis su visu jos molekulių skaičium tirpale vadinamas *disociacijos laipsniu*. Disociacijos laipsnis priklauso nuo ištirpintosios medžiagos ir tirpiklio prigimties, nuo tirpalo koncentracijos ir jo temperatūros. Medžiagos disociacijos laipsnis yra tuo didesnis, kuo ryšys tarp sudarančių molekule jonų yra silpnesnis, taigi kuo mažesnės energijos reikia molekulei suskaidyti. Jis yra tuo didesnis, kuo tirpiklio dielektrinė konstanta ϵ yra didesnė. Ištirpintos medžiagos disocijuoja žymiai daugiau vandeniniuose tirpaluose. Kaip jau minėjome, vandens dielektrinė konstanta yra palyginti labai didelė; $\epsilon=81$. Todėl vandenyje Kulono traukos jėga tarp dviejų priešingo ženklo elektros krūvių sumažėja 81 kartą. Vandens molekulės turi didelį elektrinį momentą. Ir vandens molekulių aplinkoje susidaro ypač stiprus elektrinis laukas. Visa tai sukelia stiprų disocijuojantį vandens veikimą. Todėl vandenyje ištirpintos medžiagos molekulės lengviau suskyla į dvi priešingai įelektrintas dalis — jonus.

Jonai tirpale visą laiką juda. Susidūrę du priešingų ženklų jonai, gali vėl susijungti ir sudaryti molekulę. Šį procesą vadiname *jonų rekombinacija*, arba *molizacija*. Taigi tirpale turime ne statinį, bet dinaminį būvį; esant stacionarinei pusiausvyrai, per tam tikrą laiką susidarančių jonų skaičius yra lygus rekombinuojančių jonų skaičiui.

Tirpalo 1 cm³ ištirpintos medžiagos yra n molekulių; disociacijos laipsnis α . Tuomet 1 cm³ tirpalo yra αn teigiamų ir tiek pat neigiamų jonų. Nedisocijavusių molekulių skaičius 1 cm³ bus $(1-\alpha)n$. Disocijuojančių per 1 s molekulių skaičius yra proporcingas nedisocijavusių molekulių skaičiui. Pažymėję proporcingumo, arba *jonizacijos, koeficientą* A , disocijuojančių per 1 s molekulių skaičių galėsime taip išreikšti:

$$A(1-\alpha)n.$$

Antra vertus, per 1 s rekombinavusių jonų skaičius yra proporcingas teigiamų ir neigiamų jonų skaičiui, taigi proporcingas $(\alpha n)^2$. Pažymėjus *molizacijos, arba rekombinacijos, koeficientą* B , susidarančių per 1 s molekulių skaičius bus lygus

$$B(\alpha n)^2.$$

Esant stacionarinei pusiausvyrai, per 1 s disocijuojančių ir susidarantių molekulių skaičiai yra lygūs, taigi

$$A(1-\alpha)n=B(\alpha n)^2,$$

iš čia

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} = \frac{A}{B} \frac{1}{n}. \quad (47,1)$$

Ši lygtis išreiškia Ostvaldo nustatytą *praskiedimo dėsnį*. A ir B yra tirpalą, ištirpintą medžiagą ir tirpiklį apibūdinantieji pastovūs dydžiai, kurie nepriklauso nuo ištirpintos medžiagos molekulių skaičiaus n ; jie priklauso nuo temperatūros. Tokiu būdu dydis $\frac{\alpha^2}{1-\alpha}$ yra atvirkščiai proporcingas tirpalo koncentracijai. Tirpalus vis daugiau skiedžiant, taigi n artėjant į nulį ($n \rightarrow 0$), jų α artėja į vienetą ($\alpha \rightarrow 1$); be galo praskiestų tirpalų α galima laikyti lygų vienetui, taigi juose ištirpusios medžiagos visos molekulės yra disocijavusios. Reikia pažymėti, kad Ostvaldo dėsnis griežčiau tinka tik vadinamiesiems *silpniesiems elektrolitams*, kurių α yra nedidelis ir, koncentracijai n mažėjant, žymiai didėja. *Stipriuose elektrolituose*, kurių $\alpha \approx 1$, esant didelėms koncentracijoms, beveik visos ištirpintos medžiagos molekulės yra jau disocijavusios. Tai aiškinama tuo, kad tuose elektrolituose jonus veikiančios elektrostatinės jėgos yra didelės, palyginus jas su valentingumo jėgomis ir disociacijos procese jos vaidina lemiamą vaidmenį.

§ 48. JONŲ JUDRUMAS. OMO DĖSNIS

Sudarę tarp elektrodų potencialų skirtumą, elektrolite gausime elektros srovę. Elektrinio lauko veikiami, teigiamieji jonai (katijonai) slenka katodo, o neigiami (anijonai) — anodo link. Taigi šalia jų betvarkio šiluminio judėjimo atsiranda ir tvarkingas jų slinkimas elektrodų kryptimi. Nuolatinės elektrinės jėgos veikiami jonai turėtų slinkti greitėdami. Bet dėl nuolatinės sąveikos su tirpiklio molekulėmis pasireiškia lyg ir „trinties“ jėga, kuri stabdo jonų judėjimą, ir, jonams greitėjant, ši „trinties“ jėga didėja. Todėl jonai tik labai trumpą laiką juda greitėdami, kai jonus veikianti elektrinė jėga susilygina su „trinties“ jėga, jonai toliau juda tolygiai.

„Trinties“ jėga F yra proporcinga jonų tvarkingojo judėjimo vidutiniam greičiui u . Proporcingumo koeficientą pažymėkime k ,

tada $F = -ku$. Neigiamas ženklas imamas todėl, kad F ir u nukreipti priešingomis kryptimis. Jonus veikianti elektrinė jėga $F = eE$, čia e reiškia jono elektrinį krūvį, E — elektrinio lauko stiprumą. Jonams judant tolygiai,

$$eE - ku = 0$$

ir

$$ku = eE,$$

iš čia jonų vidutinis greitis

$$u = \frac{eE}{k}. \quad (48,1)$$

Kai elektrinio lauko stiprumas lygus vienetai ($E = 1 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$), $u = \frac{e}{k}$.

Šių jonų greitį, jiems tolygiai judant $1 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ stiprumo elektriniame lauke, vadiname *jonų judrumu*. Jonų judrumas yra labai mažas ir tesiekia tik tūkstantąsias $1 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ dalis. Įvairūs jonai yra nevienodai judrūs. Judriausi yra vandenilio jonai; jų judrumas yra lygus $0,00329 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$. Teigiamųjų jonų judrumas dažnai skiriasi nuo neigiamųjų jonų judrumo.

Pažymėkime teigiamųjų ir neigiamųjų jonų skaičių 1 cm^3 raidė n . Tada per 1 s pro statmeną elektrinio lauko kryptį 1 cm^2 plotą praeina elektrinio lauko jėgų linijų kryptimi $N_1 = u_1 n$ ir $N_2 = u_2 n$ teigiamų ir neigiamų jonų. Elektros srovės tankis

$$j = e(N_1 + N_2) = en(u_1 + u_2). \quad (48,2)$$

Bet (48,1)

$$u_1 = \frac{eE}{k_1} \text{ ir } u_2 = \frac{eE}{k_2},$$

todėl

$$j = ne^2 \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \right) E. \quad (48,2a)$$

Dydžiai n , e , k_1 ir k_2 yra pastovūs. Pažymėkime

$$ne^2 \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \right) = \sigma, \quad (48,3)$$

tada

$$i = \sigma E. \quad (48,4)$$

Pastaroji lygtis išreiškia Omo dėsnį. Tenka pastebėti, kad Omo dėsnis tinka elektrolitams, tik esant nedidelei įtampai tarp elekt-

rodų. Kai elektrinio lauko stiprumas E pasiekia $10000 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ ir daugiau, jonų greitis tiek padidėja, kad pakinta savitarpė jonų bei molekulių ir jonų (trinties) sąveika. Tada ši sąveika jau priklauso nuo elektrinio lauko stiprumo. Tuo atveju priklausomybė j nuo E darosi sudėtingesnė.

Lygtis (48,4) rodo, kad σ išreiškia specifinį elektrolito laidumą; jis, kaip rodo (48,3) lygtis, proporcingas teigiamųjų ir neigiamųjų jonų judrumų sumai ir jų koncentracijai.

Pakeiskime lygtį (48,2). Pažymėkime tirpale esančią 1 cm^3 ištirpintos druskos grammolekulės dalį — *molinę koncentraciją* η . Tada 1 cm^3 bus viso ηN druskos molekulių, čia N — Lošmito skaičius. Kai disociacijos laipsnis α , tai 1 cm^3 iš viso bus n jonų porų, kur

$$n = \alpha \eta N. \quad (48,5)$$

Istatę šį reiškinį n į lygtį (48,2), gausime:

$$j = e N \alpha \eta (u_1 + u_2) = F \alpha \eta (u_1 + u_2), \quad (48,6)$$

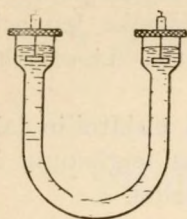
nes $eN = F$ (§ 94). Labai praskiestuose tirpaluose turime beveik visišką disociaciją, $\alpha \approx 1$. Jų laidumas yra tiesiog proporcingas tirpalo koncentracijai η . Labiau koncentruotų tirpalų ryšys tarp laidumo ir koncentracijos yra painesnis.

Elektrolitų laidumas labai priklauso ir nuo temperatūros. Temperatūrą pakėlus 1°C , laidumas padidėja 2—2,5%. Jonų susidarymo procese bei jų slinkime labai svarbus jonų šiluminis judėjimas, kurio kvadratinis greitis c ir vidutinis greitis $\bar{c}$ priklauso nuo tirpalo absoliutinės temperatūros T : $c \sim T$. (I dal. § 70).

Skysčių (elektrolitų) laidumą arba varžą matuojame paprastai Vitstono tilteliu (§ 32). Bėgant elektros srovei pro elektrolitą, dėl elektrodų elektrolitinės poliarizacijos (§ 52) susidaro *poliarizacinė elektrinė įtampa*, kurios kryptis yra priešinga pirminio, elektros srovę sukeliančio, potencialų skirtumo kryptčiai. Būdama priešingos krypties, poliarizacinė elektrinė įtampa tariamai padidina tikrąją elektrolito varžą. Matuodami elektrolitų varžą pastovia elektros srove dėl poliarizacijos gautume per dides varžas.

Elektrolitinei poliarizacijai išvengti paprastai elektrolitų varžą matuojame kintamąja elektros srove. Tada vieton galvano-

metro į tiltelį įjungiamo telefono ir šliaužiojantį kontaktą pastumiamo į tokią vietą, kad telefone girdimas garsas būtų silpniausias. Tiriamąjį elektrolitą supilame į indelį su dviem platininiais elektrodais (88 pav.). Elektrolito stulpelio tarp elektrodų varža yra



88 pav.

lygi (28,1) $R = \rho \frac{l}{S}$. Pažymėję $\frac{l}{S} = K$, turėsime: $R = \rho K$. Dydį K vadiname indelio *varžiniu talpumu*; pastarasis dydis priklauso tik nuo indelio elektrodų geometrinės formos: jų skerspiūvio ploto ir nuotolio vienas nuo kito.

Indelio varžinį talpumą surandame, išmatavę žinomos specifinės varžos ρ elektrolito varžą. Atvirkščias ρ dydis $\frac{1}{\rho} = \sigma$ yra elektrolito specifinis laidumas.

§ 49. ELEKTROLIZĖ. FARADĖJAUS DĖSNIAI. ELEMENTARAUS KRŪVIO NUSTATYMAS

Elektros srovei bėgant elektrolite, elektros krūvių nešėjai — jonai, prieję elektrodus, atiduoda savo nešamą elektros krūvį, o juos sudarantieji atomai bei atomų grupė išsiskiria ant elektrodų (kai prie elektrodų nevyksta cheminiai procesai). Išsiskyrusios ant elektrodų medžiagos kiekis yra tuo didesnis, kuo daugiau jonų per tam tikrą laiką pasiekia elektrodus, taigi kuo stipresnė elektros srovė bėga elektrolitu. Tarkime, kad per 1 s ant vieno elektrodo išsiskiria n jonų (atomų bei atomų grupių), kurių kiekvieno masė yra m . Kiekvienas jonas neša elektros krūvį ez , čia z reiškia jono valentingumą, o e — elementarų elektros kiekį. Tada elektrolitu bėgančios elektros srovės stiprumas

$$I = nez, \quad (49,1)$$

o per laiką t ant elektrodo išsiskiria medžiagos kiekis

$$M = nmt$$

arba, išreiškus n iš (49,1),

$$M = \frac{m}{ze} It.$$

Dydį $\frac{m}{ze}$ pažymėkime k , tuomet išskirtos medžiagos kiekis

$$M = kIt = kq, \quad (49,2)$$

nes $It=q$ išreiškia per laiką t praėjusį pro elektrolitą elektros kiekį. Tokiu būdu,

elektros srovei bėgant pro elektrolitą, išsiskyręs ant elektrodų medžiagos kiekis yra proporcingas bėgančios pro elektrolitą elektros srovės stiprumui ir laikui arba proporcingas praėjusiam pro elektrolitą elektros kiekiui.

Proporcingumo koeficientą

$$k = \frac{m}{ze}$$

vadiname išskirtos medžiagos *elektrocheminiu ekvivalentu*. Jis priklauso nuo jonų masės ir jų valentingumo.

Padauginkime elektrocheminį ekvivalentą reiškiančios lygties skaitiklį ir vardiklį iš Lošmito skaičiaus N :

$$k = \frac{mN}{Nez}.$$

Bet $mN=A$ išreiškia medžiagos grammmolekulės masę, o Nez — elektros kiekį, kurį reikia praleisti pro elektrolitą, kad ant elektrodų išsiskirtų 1 gramekvivalentas. Kai $z=1$, taigi, kai jonai vienvalenčiai, tada 1 gramekvivalentui išskirti bus reikalingas elektros kiekis Ne . Šis elektros kiekis vadinamas *Faradėjaus konstanta* ir žymimas F : $F=Ne=6,025 \cdot 10^{23} \frac{4,8 \cdot 10^{-10}}{3 \cdot 10^9} = 96504 \frac{C}{g \text{ ekv.}}$

Santykis $\frac{A}{z}$ išreiškia medžiagos cheminį ekvivalentą. Tokiu būdu,

$$k = \frac{A}{zF}.$$

Dviejų skirtingų medžiagų elektrocheminių ekvivalentų k_1 ir k_2 santykis

$$k_1 : k_2 = \frac{A_1}{z_1} : \frac{A_2}{z_2}. \quad (49,3)$$

Taigi

elektrolizės būdu ant elektrodų išskirtų medžiagų elektrocheminių ekvivalentų santykis lygus jų cheminių ekvivalentų santykiui.

Lygčių (49,2) ir (49,3) reiškiamus dėsningumus yra eksperimentiškai nustatęs Faradėjus.

Dydis $F=Ne$ atominėje fizikoje turi didelę reikšmę, nes iš jo galime apskaičiuoti arba N , arba e .

Norint išskirti vienvalenčio elemento, pvz., H, Li, K ir kt. 1 gramjoną reikia, kad pro elektrolitą praeitų elektros kiekis $F=96504C=96504 \cdot 3 \cdot 10^9$ CGSE elektros kiekio vienetų. 1 gram-atome turime iš viso $N=6,025 \cdot 10^{23}$ atomų. Jei laikysime, kad vienvalenčiai jonai neša vienodą elektros kiekį e , tai

$$e = \frac{F}{N} = \frac{96504 \cdot 3 \cdot 10^9}{6,025 \cdot 10^{23}} = 4 \cdot 80 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}$$

elektros kiekio vienetų. Bet taip išskaičiuotas jono nešamas elektros kiekis yra vidutinis dydis; jis gali, žinoma, ir nebūti mažiausias, jei jonai nešų ne vienodo, bet skirtingo dydžio elektros krūvius. Taigi, norint surasti mažiausią, arba elementarų, elektros krūvį, tenka matuoti tik vienos dalelės turimą mažiausią elektros krūvį (§ 14).

Medžiagų elektrocheminį ekvivalentą matuojame voltametrais. Tikslesniems matavimams naudojamas sidabro voltametas. Jį sudaro platinos indelis, į kurį įpilama sidabro druskos tirpalo ir į pastarąjį įmerkiamas gryno sidabro stiebelis. Čia katodas yra platinos indelis, anodas — sidabro stiebelis. Elektros srovei bėgant pro elektrolitą, sidabras išsiskiria iš elektrolito indelyje. Jo kiekį surandame, pasvėrę indelį prieš ir po tyrimo.

6 lentelė

Kai kurių elementų elektrocheminiai ekvivalentai

(1 A stiprumo elektros srovė per 1 s išskiria $k \cdot 10^3$ g medžiagos)

	$k \cdot 10^3$	A	z	A/k	$Ne = \frac{A}{zk}$
H	0,01045	1,008	1	96459	96459
Ag	1,118	107,88	1	96494	96494
Cu	0,3294	63,57	2	192987	96494
Al	0,0936	27,1	3	289530	96519
U	0,4119	238,5	6	578784	96464

Elementų, ypač sidabro, elektrocheminiai ekvivalentai išmatuoti dideliu tikslumu. Todėl remiantis sidabro elektrocheminiu ekvivalentu, nustatomas įstatyminis elektros srovės stiprumo vienetas — amperas. 1 A stiprumo laikoma tokia elektros srovė, kuri, bėgdama pro sidabro druskų elektrolitą, iš jo išskiria per 1 s 1,118 mg sidabro. Sidabro voltmetru paprastai tikrinami bei graduojami ampermetrai.

§ 50. ELEKTROLIZĖS TAIKYMAS. GALVANOPLASTIKA IR GALVANOSTEGIJA.

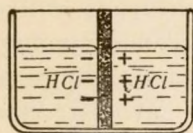
Jakobis, dirbdamas su Danielio elementu (§ 52), pastebėjo, kad, nugulęs ant varinio katodo plonas vario sluoksnis labai tiksliai atgamina visus katodinės plokštelės nelygumus, įbrėžimus ir kt., tik atvirkščia tvarka; iškilumus ant elektrodo atitiko įdubos sluoksnyje. Susidomėjęs šiuo reiškiniu Jakobis nuodugniai ištyrė ir nustatė būdus panašioms kopijoms gauti. Taip buvo išrasta *galvanoplastika*. Jakobis puikiai suprato savo išradimo reikšmę. Pirmiausia jis susidomėjo galvanoplastikos pritaikymu poligrafijoje bei daugelyje tipografinės gamybos procesų. Pagaminus cinkografinių ir ksilografinių klišių kopijas, galima buvo išspausdinti dideliu tiražu meninius leidinius, geografinius žemėlapius ir kt. Galvanoplastika plačiai taikoma ir gamyboje. Įmonėse organizuojami galvaniniai cechai įvairių detalių kopijoms gaminti.

Vykstant elektrolizei, išskirtoji ant elektrodų medžiaga aptraukia juos plonu vientisiniu sluoksniu. Šis reiškinys taikomas praktikoje metaliniams daiktams aptraukti plonu kitų metalų sluoksniu. Dažnai įvairių aparatų bei mašinų dalys gaminamos iš lengvai rūdijančių, taigi pasiduodančių korozijai metalų, pvz., plieno, geležies ir kt. Apsaugoti joms nuo korozijos, jos aptraukiamos plonu atsparesnių korozijai metalų, pvz., nikelio, cinko bei aukso, sluoksniu. Tokį dengimą vadiname *galvanostegija*. Jau Jakobio laikais buvo auksuojami skardos lapai soborų kupolams apdengti; šiaip geležiniai skardos lapai cinkuojami, geležinės aparatų ir mašinų dalys nikeliuojamos, šaukštai, peiliai ir kt. sidabruojami arba auksuojami. Dengimas turi didelę reikšmę kovoje prieš metalinių daiktų koroziją.

§ 51. KONCENTRACINIS IR GALVANINIS ELEMENTAI

Paimkime pertvertą aktytą pertvarėlę indą (89 pav.) ir į jo abi dalis įpilkime tos pat rūšies, bet skirtingos koncentracijos elektrolito. Skirtingos koncentracijos sieks išsilyginti ir pro pertvarėlės akeles vyks difuzija. Šalia neutralių molekulių difunduos teigiami ir neigiami jonai. Apskritai, abiejų rūšių jonų judrumas yra nevienodas, pvz., HCl druskos vandeniniame tirpale H^+ jonas yra 5 kartus judresnis už Cl^- joną. Taigi pirmieji, difunduodami greičiau pro pertvarėlę, susitelks už pertvarėlės mažesnės kon-

centracijos tirpale. O didesnės koncentracijos tirpale turėsime Cl^- jonų telkinį. Tokiu būdu skirtingų koncentracijų tirpalus skiriančiame paviršiuje susidarys dvigubas paviršinis elektrinis sluoksnis, taigi ir potencialų skirtumas. Nukreiptas iš mažiau koncentruoto į daugiau koncentruotą tirpalą elektrinis laukas

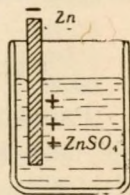


89 pav.

lėtins H^+ jonų ir greitins Cl^- jonų difuziją. Susidarius tam tikro dydžio potencialų skirtumui, abiejų rūšių jonų difuzijos greičiai išsilygina; tada nebesikeičia ir susidaręs potencialų skirtumas.

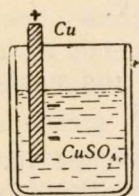
Tokiu būdu tarp sąlytyje esančių skirtingų koncentracijų dviejų tirpalų susidaro difuzijos palaikomas potencialų skirtumas. Turime vadinamąjį *koncentracinį galvaninį elementą*. Tokio elemento elektrovaros jėga yra nedidelė, ir ji priklauso nuo tirpiklio ir jame ištirpintos medžiagos prigimties, nuo tirpalo koncentracijos, temperatūros ir, apskritai, nuo difuziją sąlygojančio osmotinių slėgimų skirtumo.

O dabar įmerkime į tų pačių jonų tirpalą metalą, pvz., cinką (Zn) į cinko sulfato (ZnSO_4) tirpalą (90 pav.). Ir šiuo atveju metalo ir elektrolito skiriamajame paviršiuje susidaro dvigubas elektrinis sluoksnis, taigi tarp metalo ir elektrolito turime potencialų skirtumą. Bet kuris metalas, įmerktas į elektrolitą arba į gryną vandenį, šiek tiek tirpsta. Ištirpusio metalo dalelės yra jo jonai. Šį tirpimo procesą galime palyginti su garavimo procesu. Pagal klasikinę Nernsto teoriją kiekvienas metalas turi apibrėžtą *elektrolitinį tirpimo slėgimą*, kurį galime laikyti metalo palinkimo jonizuotis, t. y. pereiti tirpale arba vandenyje į joninį būvį, matu. Jei tirpale jau yra tos pat rūšies jonų, tai pastarieji sukelia osmotinį slėgimą, kuris nukreiptas prieš tirpimo slėgimą ir kliudo metalui tirpti. Perėjus tam tikram kiekiui metalo jonų į tirpalą, metalo paviršius įsielektrina neigiamai; šis neigiamas elektros krūvis, traukdamas teigiamus metalo jonus, sulaiko jų tolesnį slinkimą į tirpalą. Ir po tam tikro laiko nusistovi stacionarinė pusiausvyra tarp metalo tirpimo slėgimo ir osmotinio slėgimo bei metalo ir elektrolito skiriamajame paviršiuje susidariusio dvigubo elektrinio sluoksnio elektrinės jėgos. Tada metalas nustoja tirpęs. Kai metalo tirpimo slėgimas yra didesnis už jo

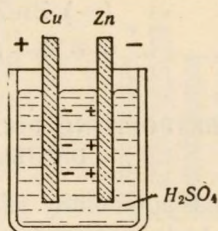


90 pav.

tirpale esančių jonų osmotinį slėgimą, įmerktas į tirpalą metalas įsielektrina neigiamai. Tokį atvejį turime, pvz., įmerkę Zn į ZnSO_4 tirpalą (90 pav.). O kada jonų osmotinis slėgimas yra didesnis už metalo tirpimo slėgimą, tada tirpale esą metalo jonai nusėda ant metalo paviršiaus, ir metalas įsielektrina teigiamai.



91 pav.



92 pav.

Teigiamai įsielektrina, pvz., Cu, įmerktas į CuSO_4 tirpalą (91 pav.). Šiuo būdu gautas potencialų skirtumas vadinamas *elektrolitiniu potencialu*; jis priklauso nuo metalo ir elektrolito rūšies bei jo koncentracijos.

Dabar įmerkime į tą patį elektrolitą du skirtingos rūšies metalinius elektrodus (92 pav.). Tarp elektrodų susidarys elektrolitinių potencialų skirtumas; gausime *galvaninį elementą*. Sujungus elektrodus, potencialų skirtumas sieks išsilyginti, taigi išorinėje grandinėje dalyje ir pro patį elektrolitą bėgs elektros srovė. Tačiau kol elektrolitas ir metaliniai elektrodai pasilieka nepakitę, elektrolite atsistato pirmąjį pusiausvyra: metalas arba tirpsta, ir tada visą laiką metalo jonai pereina į tirpalą, arba jie visą laiką išsiskiria iš tirpalo ir nusėda ant metalo. Taigi tol lieka nepakitę ir galvaninio elemento potencialų skirtumas. Ir tik kai vienas iš elektrodų, pvz., Zn ZnSO_4 tirpale, ištirpsta arba visai pakinta, tada išnyksta arba pakinta ir galvaninio elemento potencialų skirtumas.

7 lentelė

Normalūs metalų elektrolitiniai potencialai

(Metalai įmerkti į tirpalus, kurių 1 litre yra $N=6,025 \cdot 10^{23}$ jonų.)

Zn/ Zn^{2+}	—0,77 V		H/ H^+	0,000 V
Cd/ Cd^{2+}	—0,42 „		Cu/ Cu^{2+}	+0,33 „
Fe/ Fe^{2+}	—0,34 „		Hg/ Hg^{2+}	+0,76 „
Ni/ Ni^{2+}	—0,23 „		Ag/ Ag^+	+0,77 „
Pb/ Pb^{2+}	—0,15 „			

Iš šių duomenų lengvai galime surasti iš tokių puselemenčių sudaryto galvaninio elemento elektrovaros jėgą. Paėmę Zn/Zn^{2+} ir Cu/Cu^{2+} puselemenčius, gausime galvaninį Danielio elementą; taigi jo elektrovaros jėga bus tokio dydžio:

$$\begin{aligned} & U_1 \qquad U_2 \\ & (-) \text{Zn}/\text{Zn}^{2+} \text{ Cu}/\text{Cu}^{2+} (+) \\ & +0,33 - (-0,77) = 1,10 \text{ V.} \end{aligned}$$

§ 52. ELEKTROLITINĖ POLIARIZACIJA IR JOS PAŠALINIMAS. DANIELIO ELEMENTAS

Elektrinis potencialų skirtumas susidaro, ne tik įmerkus į elektrolitą skirtingo metalo elektrodus, bet, apskritai, esant elektrolite chemiškai skirtingiems elektrodams. Įmerkime į elektrolitą du visai vienodo metalo elektrodus ir paleiskime elektros srovę. Vykstant elektrolizei, ant elektrodų išsiskiria elektrolizės produktai ir aptraukia juos, dėl ko jie cheminiu atžvilgiu darosi nevienodi. Pvz., įmerkime į praskiestą H_2SO_4 tirpalą du platininius elektrodus ir, prijungę srovės šaltinį, paleiskime elektros srovę. Elektros srovė grandinėje silpnėja. Vykstant elektrolizei, išsiskiriantis deguonis aptraukia anodinę, o vandenilis — katodinę plokštelę. Elektrodai cheminiu atžvilgiu darosi skirtingi, ir tarp jų atsiranda nukreipta prieš išorinį (įjungto šaltinio) potencialų skirtumą elektrovaros jėga, kurią galime išmatuoti, sujungdami elektrodus komutatoriumi su voltmetru. Šį reiškinį vadiname *elektrolitine poliarizacija*. Nepalaikoma poliarizacinė elektrovaros jėga greitai silpnėja ir visai išnyksta. Šiuo atveju poliarizacinį potencialą galime ir mechaniškai panaikinti, pvz., šepetėliu nubraukę dengiantį elektrodus dujų sluoksnį arba sutrenkę pačius elektrodus.

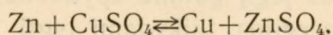
Elektrolitinė poliarizacija sumažina bėgančios elektros srovės stiprumą elektrolituose, taigi ji lyg ir padidina elektrolito varžą. Jau minėjome (§ 48), kad elektrolitų varžą reikia matuoti kintamąja elektros srove. Bėgant elektros srovei viena kryptim tik labai trumpą laiką, elektrodai nespėja žymiau poliarizuotis. Pakeitusi kryptį kintamoji elektros srovė vėl panaikina prieš tai susidariusią nežymią poliarizaciją.

Galvaninio elemento elektrodų poliarizacija, įjungus elementą į grandinę, mažina elemento elektrovaros jėgą. Todėl elektros srovė grandinėje silpnėja. Tokiais atvejais poliarizacija yra ne-

naudinga ir ją reikia pašalinti. Paprastai neleidžiama išsiskirti ant elektrodų elektrodus pakeičiantiems elektrolizės produktams, jie chemiškai sujungiami. Dažniausiai chemiškai surišamas vandenilis, panaudojant turinčias daug deguonies medžiagas — *depolarizatorius*. Tokiais depolarizatoriais gali būti $K_2Cr_2O_7$, MnO_2 ir kt., kurių deguonis sudegina išskiriamą vandenilį. Be to, poliarizacijai pašalinti naudojami nesipoliarizuojantieji elektrodai. Tokius elektrodus turime *Danielio* bei *normaliuose elementuose*.

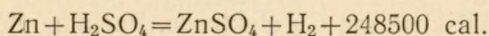
Danielio elementą sudaro indas su akyta degto molio pertvarėle (93 pav.). Į vieną indo dalį įpilkime H_2SO_4 vandeninio tirpalo ir įmerkime Zn elektrodą.

Į kitą dalį įpilkime $CuSO_4$ tirpalą ir įstatykime vario plokštelę. Tokio elemento elektrovaros jėga yra apie 1,1 volto. Įjungus elementą, jame vyksta tokia cheminė reakcija:



Cinkas tirpsta, o išsiskyręs iš tirpalo varis nugula ant vario elektrodo. Taigi šiame elemente elektrodai nepakinta, nesipoliarizuoja.

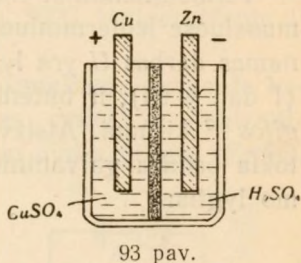
Visuose galvaniniuose elementuose cheminė energija virsta elektrine energija. Danielio elemente vykstančios cheminės reakcijos energija apskaičiuojama šiuo būdu. Susidarant $ZnSO_4$, išsiskiria šiluma; Zn 1 moliui reakcijos metu susijungus, išskirtos šilumos kiekis yra 248500 cal. Taigi



$CuSO_4$ junginyje pakeičiant varį cinku, šiluma absorbuojama; Cu 1 moliui sureagavus, absorbuojama 197370 cal. Tokiu būdu, vykstant aprašytajai Zn ir Cu pakaitos reakcijai, reakcijos metu, susijungus 1 moliui, išlaisvinama $248500 - 197370 = 51130$ cal. Jei laikysime, kad visa reakcijos metu išlaisvintoji energija U virsta elektrine energija, tai elemento elektrovaros jėgą galėsime surasti iš šios lygties:

$$U = qE, \text{ iš čia } E = \frac{U}{q}. \quad (52,1)$$

čia E yra elemento elektrovaros jėga, q — praėjęs elektros kiekis. Kadangi Zn ir Cu yra divalenčiai, tad 1 gramatomui Zn ištir-



pinti bei 1 gramatomui Cu išskirti reikia praleisti elektros kiekį (§ 49)

$$q = 2F,$$

čia F — Faradėjaus konstanta.

Termodinaminiai cheminių reakcijų tyrimai rodo, kad grįžtamuosiuose izoterminiuose-izochoriniuose procesuose išorėje gaunamas darbas U yra lygus tik išlaisvinamosios energijos daliai, (I dal. § 94), ir būtent vadinamosios sistemos *laisvosios energijos* F kitimui. Atsižvelgiant į tai, termodinamikoje duodama tokia bendra galvaninių elementų elektrovaros jėgos skaičiavimo lygtis:

$$E - T \frac{dE}{dT} = \frac{F}{q}, \quad (52,2)$$

čia T išreiškia absoliutinę temperatūrą. Kai elemento elektrovaros jėgos temperatūrinis koeficientas $\frac{dE}{dT}$ yra mažas, tai tokio elemento elektrovaros jėgą galime apytiksliai apskaičiuoti ir iš visos išlaisvintos energijos, taikydami lygtį (52,1).

Reikia pažymėti, kad termodinaminės lygtys (52,1) ir (52,2) galvaninių elementų elektrovaros jėgai skaičiuoti tinka tik vadinamiesiems *grįžtamiesiems galvaniniams elementams*. Toks ir yra Danielio elementas. Elektros srovė, paleista pro elementą priešinga kryptim, t. y. bėganti elementu nuo Cu į Zn elektrodą, atstato pirmąjį būvį, nes tada Cu tirpsta, o iš $ZnSO_4$ ant Zn elektrodo vėl išsiskiria Zn. Tačiau iš Zn ir Cu elektrodų ir praskiestos sieros rūgšties sudarytas *Volto elementas* yra negrįžtamas. Įjungus grandinę elementą, Zn tirpsta ir susidaro $ZnSO_4$, o vandenilis išsiskiria ant Cu elektrodo. Pačiame elemente elektros srovė bėga nuo Zn į Cu elektrodą. Jei dabar, prijungę išorinį elektros srovės šaltinį, paleisime elektros srovę priešinga kryptim, tai tada Cu tirps ir vandenilis išsiskirs ant Zn elektrodo. Taigi šiuo atveju procesas yra negrįžtamas, nes nebeatsistato pirmąjį būvis.

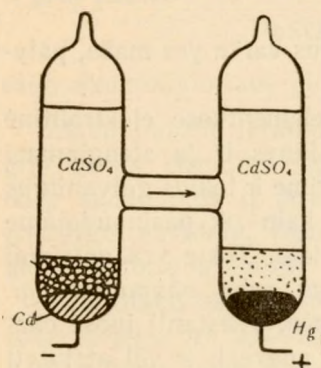
§ 53. NORMALIEJI ELEMENTAI IR AKUMULIATORIAI

Pastoviai elektrovaros jėgai gauti naudojami vadinamieji *normalieji elementai*. Jų elektrovaros jėga yra pastovi ir mažai tepriklauso nuo temperatūros. Laboratorijose naudojami Vestono ir Klarko normalieji elementai. Vestono elemento (94 pav.) vieną

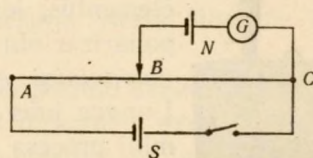
elektrodą sudaro gyvsidabris. Jis liečiasi su gyvsidabrio sulfatu (HgSO_4). Antras elektrodas yra metalinis kadmio (Cd) arba jo amalgama. Elektrolitas yra kadmio sulfato (CdSO_4) prisotintas tirpalas, kuriame prie Cd elektrodo yra ir neištirpusių kristalų.

Normaliojo Vestono elemento elektromotinė jėga 20°C temperatūroje lygi $1,01830\text{ V}$.

Klarko normaliaame elemente kadmio pakeistas cinku, o elektrolitas yra prisotintas cinko sulfato (ZnSO_4)



94 pav.



95 pav.

tirpalas. Jo elektromotinė jėga 20°C temperatūroje lygi $1,4324\text{ V}$.

Normalieji elementai palaiko visiškai pastovią elektromotinę jėgą tik nesujungti arba iš jų imant labai silpną elektros srovę. Imant stipresnes elektros sroves, jų elektromotinė jėga mažėja, bet po kurio laiko ji vėl atsistato. Todėl normalieji elementai naudojami tik kompensacinio jungimo metodu matuojant kitų elementų elektromotinę jėgą.

95 pav. parodyta kompensacinio jungimo schema. Matuojamojo S ir normaliojo N elementų vienodi poliai prijungiami dešinėje pusėje prie varžymo taške C ; paprastesniuose kompensaciniuose aparatuose varžyną sudaro ant liniuotės ištiesta metalinė viela, kuria slankioja stumdomas kontaktas. Kiti elementų S ir N poliai prijungti: S — prie antrojo varžymo galo A , N — prie šliaužiamojo kontakto B . Normaliojo elemento grandinėse įjungiamas jautrus galvanometras G . Stumdomasis kontaktas pastumiamas į tokią vietą, kad galvanometro rodyklė nenukryptų; tada normaliojo elemento šakoje elektros srovė nebėga. Taikydami II Kirchhofo taisyklę (§ 29), turėsime:

$$E = I(R_1 + R_2) \text{ ir } E_n = IR_1,$$

čia E ir E_n yra matuojamojo ir normaliojo elementų elektrovaros jėgos, I — elektros srovės stiprumas grandinėje, R_1 ir R_2 — reocho rdo vielos dalių AB ir BC varžos;

$$E = E_n \frac{R_1 + R_2}{R_1}. \quad (53,1)$$

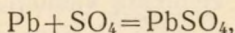
Paprastai laikome, kad elemento S vidaus varža yra maža, palyginus su varža R_1 , ir $E > E_n$.

Jau minėjome, kad galvaniniuose elementuose elektrolitinė poliarizacija yra nepageidaujamas reiškinys ir ją stengiamasi

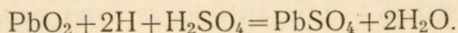
panaikinti. Tačiau turime ir tokius galvaninius elementus, kuriuose kaip tik pasinaudojame poliarizaciniu potencialu. Tokie yra *antriniai galvaniniai elementai*, arba *akumulatoriai*.

Ijungus juos grandinę, vykstantį juose cheminį procesą galima apgręžti ir vėl atstatyti pirmąjį būvį. Turime įvairių rūšių akumulatorius. Laboratorijose ir transporte dažniausiai naudojami švininiai akumulatoriai (96 pav.). Akumuliatorių sudaro į praskiestą (1,24 spec. sv.) sieros rūgšties (H_2SO_4) vandeninį tirpalą įmerkti švino dvideginio (PbO_2) ir gryno švino (Pb) elektrodai. Turime galvaninį elementą: PbO_2 elektrodas yra

teigiamas, o Pb — neigiamas polius. Tokį elementą įjungę į grandinę, gausime elektros srovę. Elemento viduje elektros srovė bėgs nuo Pb į PbO_2 elektrodą. Jonai SO_4^{2-} eis prie Pb elektrodo, kur vyks tokia antrinė reakcija:

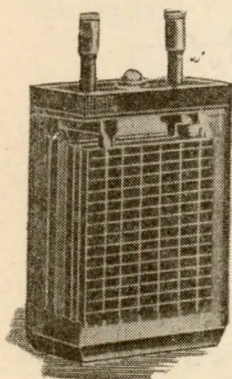


o prie PbO_2 eis H^+ jonai ir čia vyks ši reakcija:



Tokiu būdu, naudojant akumuliatorių elektros srovės šaltiniu, jo abu elektrodai sulfatizuojasi, o elektrolito koncentracija mažėja.

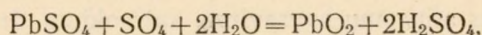
Jeigu dabar pro akumuliatorių leisime elektros srovę priešinga kryptimi, sujungę PbO_2 elektrodą su teigiamu, o Pb elektro-



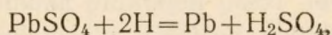
96 pav.

dą — su neigiamu išorinio elektros šaltinio poliais, tai prie elektrodų vyks tokios cheminės reakcijos:

prie anodo



o prie katodo



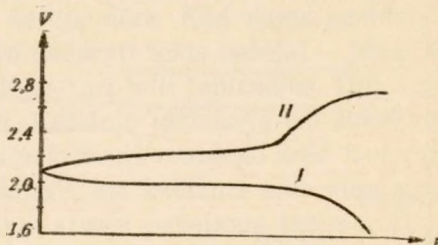
taigi akumulatoriaus plokštelės grįžta į pirmąjį būvį.

Akumuliatorių įkraunant, kraunamosios elektros srovės energija virsta chemine energija. Iškraunant akumuliatorių, apie 85% sunaudotos jį įkraunant energijos atgaunama elektrinės energijos pavidalu, likusioji energija virsta šilumine energija akumulatoriaus viduje.

Tvarkingai užlaikomo ir ką tik įkrauto akumulatoriaus elektrovaros jėga yra 2,3—2,2 V, bet dirbant, ji greitai sumažėja iki 2 V, ir tokia lieka ilgesnį laiką pastovi, o ilgiau naudojant, ji vėl pradeda mažėti. Akumulatoriaus elektrovaros jėgos kitimą, jį iškraunant bei įkraunant, vaizduoja 97 pav. kreivės I ir II.

Akumulatoriaus atiduodamą elektros kiekį, kai jo įtampa krinta nuo aukščiausios iki 1,85 V, vadiname jo *talpumu*. Akumulatoriaus talpumą išreiškiame ampervalandomis. Akumulatoriaus talpumas yra tuo didesnis, kuo jo elektrodų poliarizuojančios masės paviršius yra didesnis. Todėl akumulatoriaus elektrodai nėra kompaktiški, juos sudaro koringa

PbO_2 ir Pb medžiaga. Talpumui padidinti dažnai akumulatoriuose yra kelios atskirai tarp savęs sujungtos anodinės ir katinės plokštelės. Be to, talpumas priklauso ir nuo



97 pav.

imamos elektros srovės stiprumo, jam didėjant, talpumas mažėja. Švininį akumuliatorių įkraunant, tegalima pro jį leisti, arba jį iškraunant, imti tik tam tikro stiprumo elektros srovę. Įkraunamosios ir iškraunamosios elektros srovės stiprumas priklauso nuo akumuliatorių talpumo, taigi nuo plokštelių paviršiaus.

Elektros srovės tankis neturi būti didesnis už $0,17 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$. Ypač kenkia akumulatoriams trumpi sujungimai.

Svininiai akumuliatoriai paprastai naudojami tuo atveju, kai reikalinga visai pastovi elektros jėga, pvz., atliekant įvairius tyrimus laboratorijose ir kt. Bet jie yra sunkūs, bijo didesnių elektros srovės stiprumų svyravimų, sutrenkimų. Juos reikia gerai prižiūrėti. Todėl praktikos reikalams dažnai naudojami šarminiai akumuliatoriai. Tokių neįkrautų akumuliatorių anodą sudaro Ni(OH)_2 , o katodą Fe(OH)_2 plokštelės, įmerktos į KOH tirpalą. Įkrovus juos, elektrodai virsta Ni(OH)_3 ir Fe . Šių akumuliatorių elektros jėga yra 1,36 V. Ji nėra visai pastovi, bet už tai šios rūšies akumuliatoriai nebijo elektros srovės stiprumo kitimų, net trumpų sujungimų, trankymų ir pan.

VI SKYRIUS

DUJŲ ELEKTRINIS LAIDUMAS

§ 54. DUJŲ JONIZACIJA. JONIZACIJOS POTENCIALAS

Metaluose turime grynai elektroninį, o skysčiuose tikrai joninį elektrinį laidumą. *Dujų elektrinis laidumas* yra iš dalies *joninis*, o iš dalies *elektroninis*, nes jose elektros krūvių nešėjai yra ir jonai, ir elektronai. Dvejopas, joninis ir elektroninis, dujų laidumas suteikia srovės reiškiniams dujose savitą pobūdį ir didelį įvairumą; pvz., elektriniai reiškiniai praretintose dujose visai skiriasi nuo reiškinų normalaus slėgimo dujose.

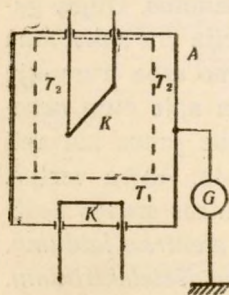
Normalios dujos susideda iš neutralių, neįelektrintų dalelių — atomų ir molekulių, taigi jos yra geri izoliatoriai. Dujose molekulės nutolusios viena nuo kitos palyginti toli, veikiančios tarp-molekulinės jėgos yra silpnos, todėl dujų molekulės nedisocijuoja ir dujose elektros krūvių nešėjų nėra. Kad dujos pasidarytų laidžios elektrai, jose turi būti sudaryti tokie nešėjai — jonai arba elektronai; sakome, kad dujos turi būti jonizuotos. Dujas galime jonizuoti įvairiais būdais. Kai dujų jonizacija yra sukeliama veiksnio iš šalies, pvz., dujas pašvitinus rentgeno arba trumpųjų bangų ultravioletiniais spinduliais, tai kalbama apie dujų *nesavaiminį elektrinį laidumą*; šiuo atveju pašalinus jonus kuriantį veiksnį, dujose bėganti elektros srovė nutrūksta. Antra vertus, dujose bėganti elektros srovė gali sudaryti elektros srovės nešėjus — jonus. Tada kalbame apie *savaiminį dujų elektrinį laidumą*.

Elektros srovę dujose kartais vadiname *dujų išsielektrininimu*. Priklausomai nuo dujų elektrinio laidumo pobūdžio dujų išsielektrininimus taip pat skirstome į *savaiminius* ir *nesavaiminius*.

Kaip jau minėjome, dujos gali būti jonizuojamos įvairiais būdais. Apskritai, *dujų jonizacija* yra *vidinė* ir *paviršinė*. Vidinėje jonizacijoje dujų molekulės suskaidomos į teigiamus ir neigiamus jonus bei elektronus. Šiuo atveju teigiamųjų elektros

krūvių suma yra lygi neigiamųjų krūvių sumai. Jonizuotose dujose bėganti elektros srovė susidaro, teigiamiesiems elektros krūviams slenkant prie katodo, o neigiamiesiems — prie anodo. Dujų vidinę jonizaciją gauname, pašvitinę jas rentgeno arba radioaktyviųjų elementų spinduliuojamais α -, β - ir γ - spinduliais. Smūginė jonizacija yra taip pat vidinė jonizacija. Ji sukeliamą įvairiais būdais. Aukštos temperatūros dujų molekulės turi didelę energiją ir susidūrusios jonizuoja viena kitą. Šios rūšies jonizaciją vadiname temperatūrine smūgine jonizacija. Liepsnos dujos yra iš dalies jonizuotos, todėl liepsna yra laidži elektrai. Užtenka liepsna paliesti sujungtą su įelektrintu elektrometru vielą, elektrometras tuojau išsielektrina. Pertraukti per liepsną įelektrinti izoliatoriai visiškai išsielektrina.

Sudarius tarp dujose esančių elektrodų stipresnę elektrinį lauką, jonai bei elektronai pagreitėja ir įgyja tokią didelę energiją, kad pajėgia suskaidyti molekules į jonus. Ir šiuo atveju turime smūginę jonizaciją. Reikalingą sudaryti tarp elektrodų potencialų skirtumą, kad įvyktų dujų smūginė jonizacija, vadiname tų dujų jonizacijos potencialu. Įvairios dujos turi skirtingus jonizacijos potencialus. Juos pirmieji išmatavo Frankas ir Hercas šiuo būdu (98 pav.). Tiriamosios dujos talpinamos į indą su dviem elektrodais: katodu K ir anodu A . Tarp jų ištempti du tinkleliai T_1 ir T_2 . Įkaitintos katodinės vielelės K emituojami elektronai, perbėgdami potencialų skirtumą tarp K ir T_1 , greitėja.



98 pav.

Pralėkę pro tinklėlį T_1 , elektronai susiduria su dujų molekulėmis ir, jei jie turi pakankamai didelę energiją, jas jonizuoja. Be to, į indą įdedamas antras katodas K_1 . Jo emituojami elektronai, susitelkę tarp K ir K_1 , sudaro neigiamą erdvinį krūvį. Pastarasis trukdo elektronams slinkti prie A , ir anodinė srovė žymiai susilpnėja arba visai nutrūksta. Bet kai katodo K elektronai pradeda jonizuoti dujas, sukurtieji teigiamieji jonai panaikina erdvinį krūvį ir anodinė

srovė staigiai sustiprėja. Jonizacijos potencialą išmatuojame voltmetru, atskaitę jo parodymą tuo akimirksniu, kada anodinėje grandinėje įjungtas galvanometras parodo elektros srovę. Šiuo būdu išmatuoti kai kurių dujų jonizacijos potencialai.

Kai kurių dujų jonizacijos potencialas

H ₂	13,45 V	O ₂	13,56 V
He ₂	24,47 „	F ₂	18,6 „
N ₂	14,5 „	Ne ₂	21,47 „

Paprastai dujose visada yra nedidelis jonų kiekis. Šiuos jonus sukuria kosminiai spinduliai, trumpųjų bangų Saulės spinduliavimas arba Žemės bei vandens šaltinių radioaktyvusis spinduliavimas. Sudarius didelį potencialų skirtumą, jonizacijos srovė dėl smūginės jonizacijos žymiai sustiprėja. Iš pradžių smūginę jonizaciją sukelia tik elektronai, nes šie, perbėgdami ilgesnį laisvąjį kelią, greičiau įgyja jonizacijai reikiamą energiją. Tačiau kol tik elektronai jonizuoja smūgiais dujų molekules, savaiminio išsielektrtinimo neturime: pašalinus jonizacijos faktorių po kiek laiko visi elektronai, prabėgdami ilgesnį laisvąjį kelią, silpnai jonizuoja dujas ir visi susirenka į anodą, o elektros srovė nutrūksta. Šiuo atveju dujų išsielektrtinimas yra vienpusis, jį kelia tik elektronai.

Tačiau kai ir jonai tiek pagreitėja, kad jau pajėgia jonizuoti dujas, išsielektrtinimas pasidaro dvipusis. Susidūręs su neutralia dujų molekule, jonas išmuša iš jos elektroną ir tokiu būdu sudaro teigiamą joną ir elektroną. Šie, slinkdami priešingomis kryptimis, pakeliui jonizuoja naujas neutralias molekules. Ir toks vyksmas vyksta jau be pertrūkio; išsielektrtinimas pasidaro savaiminis.

§ 55. NESAVAIMINIS DUJŲ LAIDUMAS. JONIZACIJOS SROVĖ. OMO DĖSNIS DUJOSE

Tyrimai rodo, kad dujas jonizuojant, molekulė netenka elektrono, pasidarydama teigiamu jonu. Atskilęs elektronas kartais skrieja vienas, bet dažniausiai jis prisijungia prie vienos arba kelių neutralių molekulių ir sudaro neigiamą joną. Jonizuotose dujose jonai visą laiką juda, susiduria tarp savęs ir su neutraliomis dujų molekulėmis. Todėl kalbame apie jonų laisvąjį kelią ir vidutinį jo ilgį λ ; pastarasis išreiškiamas kaip ir dujų molekulių:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \pi \sigma^2 n_0},$$

kur n_0 — molekulių koncentracija, σ — molekulių diametras,

$\sigma = 2r$, r — molekulės radiusas. Elektronų laisvojo kelio vidutinis ilgis, susiduriant jiems su molekulėmis,

$$\lambda = \frac{1}{\pi r^2 n_0} \quad (55,1)$$

Ir jonų, ir elektronų vidutinis laisvojo kelio ilgis yra atvirkščiai proporcingas dujų slėgimui p ;

$$\lambda \sim \frac{1}{p}.$$

Elektronų vidutinis laisvojo kelio ilgis yra 5,6 karto didesnis už molekulių.

Susidūręs teigiamasis ir neigiamasis jonas kartais susijungia ir vėl sudaro vieną arba kelias neutralias molekules. Šį procesą vadiname *rekombinacija*, arba *molizacija*. Rekombinacijos greitis, kurį nusako susidariusių per 1 s neutralių molekulių skaičius, yra proporcingas teigiamųjų ir neigiamųjų jonų skaičiams. Jei 1 cm³ turime n_0 teigiamųjų jonų ir tiek pat neigiamųjų jonų, tai susidarančių per 1 s molekulių skaičius, arba rekombinacijos greitis, Δn_0 bus proporcingas n_0^2 , taigi

$$\Delta n_0 = \gamma n_0^2,$$

čia γ yra *rekombinacijos koeficientas*. Iš čia

$$n_0 = \sqrt{\frac{\Delta n_0}{\gamma}} \quad (55,2)$$

Tokiu būdu, jonizacija didėja tik tada, kai jonizatorius (jonus kuriąs pašalinis veiksnys) per tam tikrą laiką sukuria vis daugiau jonų, negu jų rekombinuoja per tą patį laiką. Tarkime, kad dujose kas sekundę yra sukuriamas n porų jonų. Vykstant dviem priešingų krypčių (jonizacijos ir rekombinacijos) procesams, dujose nusistovi stacionarinė pusiausvyra, kai $n = \gamma n_0^2$.

Sudarius dujose tarp elektrodų potencialų skirtumą, dalis jonų nukeliauja prie elektrodų, ir dujose jonų sumažėja. Tarkime, kad iš tarpelektrodinės erdmės per 1 s iš 1 cm³ išbėga p jonų. Stacionarinė pusiausvyra nusistovi tik tada, kai

$$n = \gamma n_0^2 + p. \quad (55,3)$$

Jei patalpintų į dujas elektrodų plotas yra S , nuotolis tarp jų l , tai išbėgančių per 1 s iš elektrinio lauko jonų skaičius bus

lygus pSl . Jie perneša elektros kiekį $epSl$, e reiškia jono elektros krūvį. O perneštas per 1 s elektros kiekis nusako elektros, šiuo atveju jonizacijos, srovės stiprumą I . Tokiu būdu,

$$I = epSl.$$

Iš čia

$$p = \frac{I}{eSl}. \quad (55,4)$$

$\frac{I}{S} = j$ yra jonizacijos srovės tankis. Taigi

$$p = \frac{j}{el}. \quad (55,5)$$

Istatę tai į lygtį (55,3), gausime:

$$n = \gamma n_0^2 + \frac{j}{el}. \quad (55,6)$$

Paimkime tokius ribinius atvejus.

1. Jonizacijos srovės stiprumas yra labai mažas (kas būna, esant silpnam elektriniam laukui); tuomet lygties (55,3) dešimniosios pusės antrąjį narį galime atmesti. Iš (55,6) turime:

$$n_0 = \sqrt{\frac{\Delta n_0}{\gamma}} = \text{const.}$$

Šiuo atveju elektros srovei bėgant dujose, jonų skaičius 1 cm³ dujų praktiškai nekinta, ir bėgančios dujose elektros srovės tankis j bus nusakomas lygiai taip, kaip nusakomas elektros srovės tankis elektrolituose (48,6). Pakartoję § 48 samprotavimus dujų atvejui, gausime:

$$j = en_0(u_+ + u_-)E, \quad (55,7)$$

kur u_+ ir u_- yra teigiamų ir neigiamų jonų judrumai. Pažymėję $en_0(u_+ + u_-) = \sigma$, turėsime:

$$j = \sigma E, \quad (55,8)$$

taigi

$$I = \sigma \frac{S}{l} U \text{ arba } I = \frac{U}{R}. \quad (55,9)$$

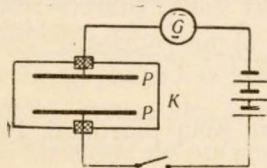
Pastaroji lygtis išreiškia Omo dėsnį. Tokiu būdu, Omo dėsnis dujiniams laidininkams tinka tik tada, kai dujose esančių jonų skaičius yra didelis, palyginus su elektrodus pasiekiančių jonų skaičium.

2. Tarp elektrodų didinant potencialų skirtumą, jonizacijos srovės stiprumas didėja, nes jonai greitėja. Tačiau kai potencialų skirtumas tiek padidėja, kad $\frac{j}{el}$ pasidaro žymiai didesnis už γn_0^2 , tuomet galėsime atmesti lygties (55,6) dešinėsios pusės pirmąjį narį. Tuo atveju, kiek bedidintume potencialų skirtumą tarp elektrodų, jonizacijos srovės stiprumas lieka pastovus. Gauame *prisotintą jonizacijos srovę*. Jos tankis

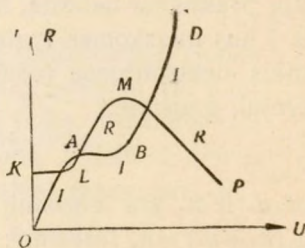
$$j = nel. \quad (55,10)$$

Šiuo atveju visi jonai pasiekia elektrodus. Prisotintos jonizacijos srovės stiprumą nusako per laiko vienetą (1 s) sukuriamų jonų porų skaičius. Esant prisotintai jonizacijos srovei, Omo dėsnis nebetinka, nes jos stiprumas nepriklauso nuo potencialų skirtumo tarp elektrodų, ir, pastarąjį didinant, lieka pastovus.

Elektros srovės dujose stiprumui tirti naudojame *jonizacijos kamerą*. Tiriamosios dujos laikomos metaliniame inde K , į kurį įdėti du izoliuoti elektrodai P ir P (99 pav.). Tarp jų sudaromas potencialų skirtumas, prijungiant juos prie akumuliatorių baterijos polių. Įjungę grandinę galvanometrą G , galime tirti jonizacijos srovės stiprumo priklausomybę nuo potencialų skirtumo tarp elektrodų. 100 pav. kreivės grafiškai pavaizduoja jonizacijos srovės stiprumo I ir dujinio laidininko varžos R kitimą, keičiant potencialų skirtumą U tarp elektrodų. Iš pradžių, potencialų



99 pav.



100 pav.

skirtumui didėjant, jonizacijos srovės stiprumas I didėja; srovės stiprumo I kreivė kyla aukštyn (kreivės dalis OA). Šioje srityje santykis $\frac{U}{I} = R$ lieka beveik pastovus; varžos kreivė eina beveik lygiagrečiai ašiai U (kreivės dalis KL). Šioje srityje Omo dėsnis tinka. Vėliau, sudarant didesnius potencialų skirtumus, srovės stiprumo kitimas lėtėja ir pagaliau stiprumas

nustoja visai kitęs. Čia gauname prisotintą jonizacijos srovę. Šioje srityje jonizacijos srovės stiprumo kreivė (AB) eina lygiagrečiai potencialų ašiai, o varžos (R) kreivė (LM) kyla aukštin, taigi varža didėja.

Sudarius dar didesnius potencialų skirtumus tarp elektrodų, elektros srovė pradeda vėl stiprėti (§ 58).

§ 56. JONŲ REKOMBINACIJA, JUDRUMAS

Jonizuotose dujose visą laiką vyksta jonų rekombinacija, ir po kurio laiko, jei naujų jonų nebesukuriama, visi dujų jonai bus rekombinavę ir dujos pasidarys nebelaidžios elektrai. Tarkime, kad tam tikru pradinio laiku $t_0=0$, pašalinus jonizatorių, jonų koncentracija (jų porų skaičius 1 cm^3) yra lygi n_0 . Praėjus laikui t , jų koncentracija pasidarė lygi n . Per laiką dt jonų koncentracija sumažėja dn , dn proporcingas teigiamų ir neigiamų jonų skaičių sandaugai n^2 ir laikui dt :

$$dn = -\gamma n^2 \cdot dt, \quad (56,1)$$

čia γ — rekombinacijos koeficientas. Iš (56,1) lygties

$$\gamma \cdot dt = -\frac{dn}{n^2}. \quad (56,2)$$

Suintegruokime lygtį (56,2) laikotarpyje nuo 0 iki t , o koncentracijos tarpe nuo n_0 iki n ; gausime:

$$\gamma t = \frac{1}{n} - \frac{1}{n_0}, \quad (56,3)$$

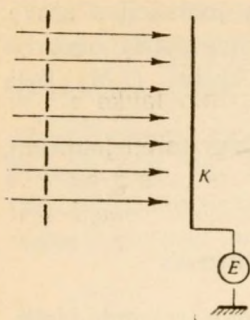
iš kur rekombinacijos koeficientas

$$\gamma = \frac{1}{t} \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} \right) \quad (56,4a)$$

ir jonų koncentracija

$$n = \frac{n_0}{1 + \gamma n_0 t}. \quad (56,4b)$$

Rekombinacijos koeficientą matuojame šiuo būdu. Jonizuotą orą, kurio jonų koncentracija yra n_0 , pučiame tam tikru pastoviu greičiu v į sujungtą su elektrometru E ir esantį nuotolyje l_1 elektrodą K (101 pav.). Elektrometras įsielektrina. Per laiko



vienetą elektrometras gauna elektros krūvį

$$q_1 = en_1 S v, \quad (56,5)$$

kur n_1 — jonų koncentracija elektrodo vietoje, S — elektrodo skerspjūvio plotas. Jei elektrodą padėsime nuotolyje l_2 , elektrodas gaus krūvį

$$q_2 = en_2 S v, \quad (56,5a)$$

čia n_2 — jonų koncentracija elektrodo vietoje. Taikydami lygtį (56,3) gausime:

$$\frac{1}{n_1} - \frac{1}{n_0} = \gamma t_1 \text{ ir } \frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_0} = \gamma t_2,$$

iš čia

$$\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_1} = \gamma (t_2 - t_1).$$

Bet

$$t_2 - t_1 = \frac{l_2 - l_1}{v},$$

taigi

$$\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_1} = \gamma \frac{l_2 - l_1}{v}. \quad (56,6)$$

Iš (56,5) ir (56,5a) suraskime n_2 ir n_1 ir įstatykime jų reikšmes į (56,6). Turėsime

$$\left(\frac{1}{q_2} - \frac{1}{q_1} \right) S e v = \gamma \frac{l_2 - l_1}{v}.$$

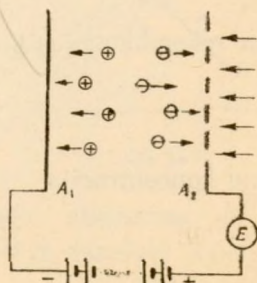
Iš čia

$$\gamma = S e \left(\frac{1}{q_2} - \frac{1}{q_1} \right) \frac{v^2}{l_2 - l_1}.$$

9 lentelė

Jonų rekombinacijos koeficiento γ reikšmės, esant 1 at slėgimui 18°C temperatūroje

Dujos	$10^6 \gamma \text{ cm}^3/\text{s}$
Oras	1,67
O ₂	1,61
H ₂	1,44
CO	0,87



Panašiu būdu matuojamas ir dujų jonų judrumas. Sudarius tarp elektrodų nedidelį potencialų skirtumą (102 pav.), teigia-

mieji jonai slenka katodo A_1 link greičiu $v_+ = u_+ E$, o neigiamieji — link anodo A_2 greičiu $v_- = u_- E$, kur u_+ ir u_- yra atitinkamai teigiamųjų ir neigiamųjų jonų judrumai, tai yra jų greičiai vieneto $\left(\frac{V}{cm}\right)$ stiprumo elektriniame lauke, E — elektrinio lauko stiprumas. Pro tinklinį elektrodą A_2 pučiant orą, neigiamieji jonai bus nunešami oro srovės ir, esant tam tikram oro srovės greičiui v , jie nebepajęs pasiekti anodo A_2 ir elektrometras E nebeįsielekt-rins; tuomet

$$u_- E - v = 0.$$

Išmatavę v ir E , iš pastarosios formulės galime apskaičiuoti u_- ; panašiai išmatuojame ir u_+ .

Paprastai teigiamųjų ir neigiamųjų jonų judrumai yra nevienodi. Judrumų skirtumą sukelia nors ir labai negausios (mažesnės už 0,01) priemaišos bei jonų persielektrinimas. Teigiamieji jonai atiduoda savo krūvį mažesnio jonizacijos potencialo atomams. Be to, kartais susidaro kompleksiniai jonai, sudėti iš daugelio atomų.

Tyrimai parodė, kad jonų judrumas plačiame dujų slėgimų tarpe yra atvirkščiai proporcingas slėgimui. Teigiamųjų jonų judrumas mažai tepriklauso nuo elektrinio lauko stiprumo, neigiamųjų — kol lauko stiprumas nedidelis, taip pat mažai tepriklauso nuo jo; stipresniuose laukuose didėja, laukui stiprėjant.

10 lentelė

Dujų jonų judrumas $18^\circ C$ temperatūroje
ir esant 1 at slėgimui

Dujos	$u_+ \text{ cm}^2/sV$	$u_- \text{ cm}^2/sV$
H ₂	5,91	8,26
O ₂	1,29	1,79
N ₂	1,27	1,84
CO	1,10	1,0

Neigiamųjų jonų judrumas labai priklauso nuo priemaišų. Pvz., helio dujose neigiamo elektros krūvio nešėjų judrumas siekia $500 \frac{cm^2}{sV}$, bet priemaišius kiek deguonies, jis sumažėja iki $6 \frac{cm^2}{sV}$, teigiamųjų jonų judrumas beveik nepakinta. Tai aiškinama šitaip. Helio dujose neigiamojo krūvio nešėjai yra elektronai, kurių

judrumas yra labai didelis. Esant ir labai mažiems deguonies kiekiams, elektronai nusėda ant deguonies molekulių ir sudaro neigiamus jonus, kurių judrumas yra žymiai mažesnis.

§ 57. SAVAIMINIS DUJŲ LAIDUMAS

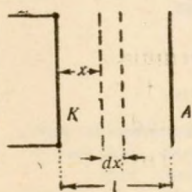
Kol dujose esančių elektronų greitis yra nedidelis, tarp dujų molekulių ir elektronų įvyksta I rūšies, arba elastingi, smūgiai. Elektronui susidūrus su molekule, pakinta tik elektrono greičio kryptis, o jo dydis beveik nepasikeičia; elektronas netenka tik labai mažos (apie 10^{-5}) kinetinės energijos dalies. Taigi praktiškai smūgiai yra elastingi.

Padidėjus elektronų greičiui, taigi pakankamai padidėjus ir jų kinetinei energijai, prasideda tarp jų ir molekulių II rūšies, arba plastiniai, smūgiai. Elektronai visą savo kinetinę energiją arba žymią jos dalį perduoda smūgio būdu molekulėms, jas sužadindami arba jonizuodami. Jonizacijos procese jonizacijos energija E_J yra lygi elektrono kinetinei energijai, taigi

$$E_J = eU_J = \frac{1}{2} m v_J^2, \quad (57,1)$$

čia U_J yra jonizacijos potencialas, o v_J — elektronų greitis, atitinkąs jonizacijos energiją.

Vykstant smūginei jonizacijai dujose, elektros srovė stiprėja, nes sukuriami vis nauji elektros krūvių nešėjai. Panagrinėkime elektros srovės tarp dviejų lygiagrečių elektrodų A ir K kitimą (103 pav.). Elektronų šaltinis yra katodas. Iš jo ploto vieneto (1 cm^2) per laiko vienetą (1 s) išspinduliuojama n_0 elektronų; nutolusį nuo katodo nuotoliu x dujų sluoksnį jau pasiekia n elektronų ir tolimesniame storio dx sluoksnyje, vykstant smūginei jonizacijai, atsiranda



103 pav.

$$dn = \alpha n \cdot dx \quad (57,2)$$

elektronų, čia α — dujų jonizacijos koeficientas. Lygtį (57,2) suintegruvę, gausime:

$$\ln n = \alpha x + C.$$

Įstatę ribines sąlygas (kai $x=0$, $n=n_0$), turėsime:

$$\ln n = \alpha x + \ln n_0$$

ir

$$n = n_0 e^{\alpha x}. \quad (57,3)$$

Tokiu būdu, laikydami rekombinaciją labai nežymia, nuotolyje l nuo katodo elektronų koncentracija

$$n_1 = n_0 e^{\alpha l} \quad (57,3a)$$

ir prisotintos jonizacijos srovės stiprumas

$$I_p = e n_0 e^{\alpha l}. \quad (57,4)$$

Be jonizacijos prisotintos srovės stiprumas

$$I_0 = e n_0, \quad (57,5)$$

tokiu būdu,

$$I_p = I_0 e^{\alpha l}.$$

Vykstant jonizacijai, jonizacijos prisotinta srovė sustiprėja $e^{\alpha l}$ kartų. Tas rodo, kad didžiausią elektros srovės dalį sudaro ne iš katodo emituojami, bet jonizacijos elektronai, kurie išlaisvinami iš dujų atomų. Šiuo atveju turėsime dujų savaiminį laidumą. Priklausomai nuo išorinių sąlygų galime gauti kelias dujų savaiminio išsielektravimo formas: *kibirkštinį, tylųjį, rusenantį išsielektrinimą, elektrinį (Voltos) lanką.*

§ 58. KIBIRKŠTINIS IŠSIELEKTRINIMAS. ELEKTRINIS PRAMUŠIMAS

Viena savaiminio išsielektravimo forma normalaus slėgio dujose yra elektrinė kibirkštis. Didinant įtampą tarp elektroforinės mašinos konduktorių, įtampa pasiekia tokį dydį, kad prašoka elektrinė kibirkštis, pramušanti tarp konduktorių dujų arba kito kurio dielektriko sluoksnį. Gauname *kibirkštinį išsielektrinimą*. Kibirkšties būdu išsielektrinant, elektros srovė bėga ne visame tarpelektrodiniame tūryje, bet tik jo atskiromis siauromis akinančiais šviečiančiomis gyslelėmis, kurių forma priklauso nuo atsitiktinio jonų susitelkimo. Kibirkšties gyslelėse dujų slėgimas staiga padidėja iki kelių šimtų atmosferų, o temperatūra — iki kelių (net dešimties ir daugiau) tūkstančių laipsnių. Staigus dujų išsiplėtimas sukelia nedidelį kibirkšties pliaukštelėjimą arba griaustinį.

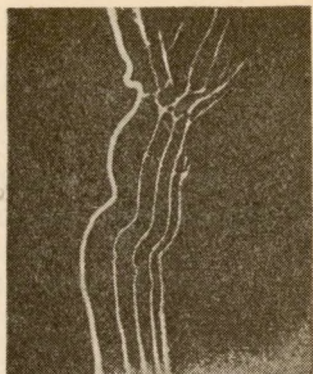
Kad įvyktų kibirkštinis išsielektrinimas, reikia sudaryti tarp konduktorių arba elektrodų tam tikrą potencialų skirtumą; jis vadinamas *kibirkštiniu*, arba *pramušamuoju*, *potencialu*. Kibirkštinis potencialas priklauso nuo dujų, ir apskritai, dielektriko tarp elektrodų prigimties, nuo elektrodų formos ir nuotolio, nuo temperatūros ir kai kurių kitų veiksnių.

Kai tarp esančių normalaus slėgimo dujose elektrodų yra sudarytas kibirkštinis potencialas, išlėkęs iš katodo elektronas (pvz., nušvietus katodą ultravioletiniais spinduliais) kibirkštiniame tarpe greit įgyja dujų atomams jonizuoti reikalingą energiją ir 1 cm kelyje sukuria α jonų; o nuotolyje x nuo katodo bus sukurta $e^{\alpha x}$ jonų (57,3), kurie sudarys elektroninę griūtį. Teigiamų jonų judrumas daug (nuo 10^2 iki 10^4) kartų mažesnis už elektronų, todėl šie apytikriai pasiliks vietoje, sudarydami už elektronų srauto erdvinį elektros krūvį. Slenkant elektronei griūčiai pirmyn, jos priešakinė dalis, elektronams difunduojant, plečiasi į visas puses. Žymi elektronų dalis pasiekia anodą, o nedidelis jų skaičius kartu su teigiamais jonais sudaro griūtės kelyje lyg ir laidžią plazmą. Toks įelektrintų dalelių pasiskirstymas kibirkštiniame tarpe dar nesudaro laidaus siūlo, griūtis nesukelia elektrinio pramušimo.

Šalia jonizacijos pasireiškia ir stiprus atomų sužadinimas. Sužadinti atomai išspinduliuoja ultravioletinius spindulius, kurie tarpelektrodinėje ertmėje sukelia stiprią jonizaciją ir fotoelektrinį efektą, t. y. elektronų emisiją iš katodo. Šiuo keliu atsiradę elektronai sukuria naujas, trumpesnes elektronines griūtis, kurios, būdamos silpnesnės, nedaug tepadeda pramušimui išvystyti. Atsidūrę ties teigiamų jonų erdviu krūviu, ypač arti anodo ir veikiami stipraus elektrinio lauko elektronai įtraukiami į erdvinį elektros krūvį. Jis virsta laidžia plazma, kuri prasideda prie anodo. Trumpųjų griūčių elektronai savo ruožtu verčia atomus spinduliuoti, o trumpabangis spinduliavimas išlaisvina naujus elektronus; ir taip visą laiką vyksta procesas. Šioje raidos fazėje teigiamasis erdvinis krūvis, vadinamas *teigiamuoju strimeriu*, savaime slenka nuo anodo katodo link. Strimerį sudaro iš jonų ir elektronų susidedanti plazma. Nukreiptame į katodą strimerio gale susidaro labai stiprus elektrinio lauko gradientas. Artėjant strimeriui prie katodo, iš pastarojo kilusios elektroninės griūtys sukelia arti jo labai stiprią jonizaciją, o teigiamieji jonai smarkiai padidina antrinę emisiją iš katodo. Kai

strimeris pasiekia katodą, tarpelektrodinėje erdmėje susidaro laidus siūlas — tiltelis. Stipraus elektrinio lauko sukurtas elektronų spiečius sąlygoja aukštos įtampos bangą, kuri, sklisdama laidžiu tilteliu, daug kartų padidina elektronų koncentraciją ir padaro labai laidų kanalą, kuo ir būdingas kibirkštinis išsielektrinimas.

Kibirkštinis išsielektrinimas vyksta ne tolydžiu, bet su pertraukomis. Prašokant kibirkštėlei, tarpo tarp elektrodų varža staiga mažėja, mažėja ir tarpelyje elektrinio lauko stiprumas; todėl kibirkštis nutrūksta. Elektrinės kibirkšties tyrimas greitai sukamu veidrodžiu parodė, kad ji yra sudėta iš daugelio atskirų kibirkštėlių, prašokančių paeiliui priešingomis kryptimis. 104 pav. matome elektrinės kibirkšties vaizdą, kuris gaunamas, greitai sukant veidrodį.



104 pav.

Žaibas sudaro milžinišką elektrinę kibirkštį. Žaibo ilgis kartais siekia 10 km, laidžių gyslelių storis kibirkštyje 30—40 cm, elektros srovės stiprumas iki 20 000, o išimtiniais atsitikimais net per 100 000 A.

Sudarius labai aukštą įtampą, prasideda smūginė jonizacija ne tik dujose, bet ir kietose bei skystose medžiagose. Tada srovės nešėjų koncentracija smarkiai auga ir elektros srovė labai staigiai tiek sustiprėja, kad pajėgia suardyti ryšius tarp medžiagos atomų bei molekulių: medžiaga pramušama. Elektros srovės stiprumo ir medžiagos varžos kitimą elektrinio pramušimo srityje vaizduoja 100 pav. kreivės (I) dalis BD ir kreivės (R) dalis MP . Reikia pastebėti, kad pramušimo negalima išaiškinti vien tik smūgine jonizacija; jos sukurtų jonų koncentracija būtų per maža, kad medžiaga būtų pramušta. Šiame procese pasireiškia ir kiti reiškiniai, pvz., staigus kristalinės gardelės irimas ir kt.

Elektrinio lauko stiprumu tarp elektrodų, kuris pajėgia pramušti medžiagą, pvz., dujose sukelti elektrinę kibirkštį, galime nusakyti medžiagos *dielektrinį atsparumą*. Tyrimai rodo, kad dujų pramušimo įtampa U priklauso tik nuo jų slėgimo p ir sluoksnio storio l sandaugos, taigi $U=f(pl)$. Pvz., sauso oro

dielektrinis atsparumas yra $30\,000 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$, kai kibirkštinio tarpelio elektrodai turi kelių centimetrų radiuso rutulio formą, o nuotolis tarp elektrodų yra lygus 1 cm.

11 lentelė

Kai kurių medžiagų dielektrinis atsparumas

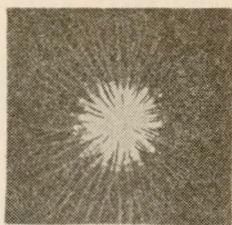
žėrutis	$10^7 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$	benzolis	$5,3 \cdot 10^5 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$
stiklas	$2-3 \cdot 10^6$ „	transformatorinė	
žibalas	$5,8 \cdot 10^5$ „	alyva	$2,5 \cdot 10^5$ „

§ 59. TYLUSIS IŠSIELEKTRINIMAS. ELMO UGNYS

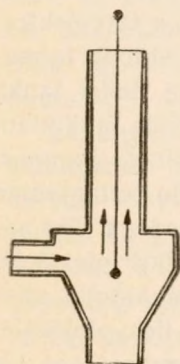
Paprasčiausias nesavaiminis išsielektrinimas normalaus slėgimo dujose yra *tylusis išsielektrinimas*. Kiekvienas įelektrintas kondensatorius arba elektrometras per trumpesnį arba ilgesnį laiką išsielektrina. Stipresniuose nevienalyčiuose elektriniuose laukuose tylusis išsielektrinimas pakinta, virsdamas tarpiniu tarp savaiminio ir nesavaiminio išsielektrinimo. Tokį tarpinį išsielektrinimą gauname, pvz., pakeitę elektrometro rutulinės formos konduktorių smailia adatėle. Tada jos artimiausioje aplinkoje susidaro staigus elektrinio lauko kitimas — didelis potencialo gradientas. Tose vietose pasireiškia smūginė dujų jonizacija, dėl kurios gauname vadinamąjį *šepetinį išsielektrinimą*, kurį lydi spalvotas švytėjimas. Tokios rūšies išsielektrinimą matome tamsoje, veikiant elektrostatinei indukcijos mašinai bei induktoriui, jį matome per didelę perkūniją žaibolaidžiuose, laivų stiebuose, pietų kraštų medžiuose ir kt. Gamtoje vykstančius šios rūšies išsielektrinimus dar vadina Elmo ugnimis. Dėl šių išsielektrinimų aukštos įtampos tinklo aštresnes vietas, plonus laidininkus gaubia švytėjimas, vadinamas *vainiku*. Šepetinio išsielektrinimo forma priklauso nuo įelektrinimo ženklo. Kai aštrumos įelektrinamos teigiamai, tai į jas slenka neigiami jonai ir elektronai. Arti aštrumų, didesnio potencialo gradiento vietose, elektronai tiek pagreitėja, kad pajėgia dujų atomus sužadinti spinduliuoti. Šiuo atveju švytėjimas turi šepetėlio pavidalą (105 pav.). Kai aštrumos įelektrintos neigiamai, neigiami jonai ir elektronai tols ta nuo jų į visas puses, pereidami į mažesnio potencialo gradiento vietas. Todėl šiuo atveju turime tik ant aštrumos taškinį švytėjimą.

Aukštos įtampos tinkle tylusis išsielektrinimas yra nenau-
dingas, nes jis sukelia energijos nuostolius. Todėl stengiamasi
jo išvengti arba bent kiek galima daugiau jį sumažinti. Tinkle
vengiama smailumų, naudojamos tik apva-
lios formos.

Technikoje vainikinį išsielektrinimą pa-
naudoja elektriniuose filtruose orui bei du-
joms nuo priemaišų išvalyti. Elektrinį filtrą
sudaro vienas arba keletas vamzdžių; išilgai
jų ašies ištempiamos aukštos įtampos vielos
(106 pav.). Valomosios dujos teka vamz-
džiais iš apačios į viršų. Jos stipriai joni-
zuojamos; jonų dalis nusėda ant priemaišų dalelių, kurios vei-



105 pav.



106 pav.

ir nugula ant jų. Laikas nuo laiko sutrenkiant
vamzdžius, nusėdęs atšoka nuo sienelių ir nu-
krinta į specialų rinktuvą. Dabartiniu metu tokie
elektriniai filtrai naudojami dūmams valyti sie-
ros rūgšties gamyboje, spalvotų metalų įmonių
liejimo cechuose orui valyti nuo dūmų ir kt.
Kai dujų priemaišos yra labai smulkios, pvz.,
aerosoliai, tada priemaišų dalelės sustambina-
mos, paveikiant jas ultragarso bangomis: ultra-
garso įtakoje jos koaguliuoja.

Pastaruoju metu vainikinis išsielektrinimas
naudojamas elektrofotografijoje bei kserografi-
joje puslaidininkiniams sluoksniams įelektrinti,
kad juose galima būtų sudaryti fotografuoja-
mų daiktų elektrinį atvaizdą puslaidininkiniame fotopopie-
riuje.

§ 60. ELEKTRINIS LANKAS

Prijungę prie dviejų storesnių anglies stiebelių 40—50 V įtam-
pą, suartinkime juos tiek, kad jie paliestų vienas antrą. Pro
juos bėga elektros srovė, bet sąlyčio vietoje varža yra didelė,
todėl joje anglis labai įkaista ir iš katodinio stiebelio prasideda
termoelektroninė emisija (§ 95). Anglies stiebelius praskėtus,
tarp jų sužiba akinančiai ryški šviesa. Tokį išsielektrinimą pir-
mas yra stebėjęs Petrovas, o vėliau Devis; šis išsielektrinimas
paprastai vadinamas *elektriniu*, arba *Voltos, lanku*.

Išspinduliuoti iš katodo elektronai lekia prie anodo, pakeliui jonizuoja dujų molekules, tuo būdu stiprina elektros srovę ir, daužydami anodą, jį labai įkaitina; anodo temperatūra pakyla iki 4000°C . Katodo temperatūra svyruoja nuo 3000 iki 3600°C .



107 pav.

Elektronų daužomame anodiniame anglies stiebelyje *A* susidaro įduba-krateris (107 pav.), kur ir yra karščiausia elektrinio lanko vieta. Lankiniame išsielektriniame elektros srovės tankis yra didelis, nors įtampa tarp anglies elektrodų yra žema.

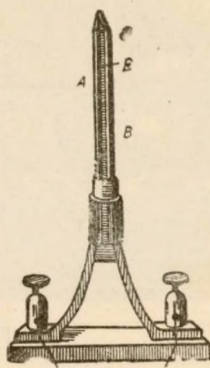
Aukštos temperatūros lanko liepsnoje dujų molekulės įgyja tokią energiją, kad susidurdamos pajėgia viena kitą jonizuoti. Terminė jonizacija padidina jonų skaičių, taigi padidina ir tarpelektrodinio dujinio tarpo laidumą. Antra vertus, gausi katodo termojoninė emisija padidina katodinės srities laidumą, todėl lanko katodinis potencialo kritimas yra nedidelis, taigi ir lankiniam išsielektrinimui gauti užtenka nedidelės elektrinės įtampos. Pagrindinis elektronų šaltinis yra įkaitusio katodo termojoninė emisija. Esant šaltam katodui, elektrinis lankas nedega. Tai parodo toks tyrimas. Vieną elektrodą sudaro metalinė plokštelė, o antrą — anglies arba metalinis stiebelis. Imant katodu stiebelį, elektrinis lankas dega; stiebelį vedžiodant ties plokštele, lankas seka jį. Bet jei paimtume stiebelį anodu, lankas dega tik įkaitusioje plokštelės vietoje. Perkėlus stiebelį į šaltą plokštelės vietą, lankas užgesa.

Padidėjus lanko elektros srovės stiprumui, pakyla jo temperatūra, o tuo pačiu padidėja ir laidumas, taigi įtampos kritimas lanke sumažėja. Katodinis potencialo kritimas beveik nepakinta. Taigi didėjant lanko elektros srovės stiprumui, įtampa tarp elektrodų mažėja; elektrinis lankas turi *neigiamą voltamperinę charakteristiką*. Todėl į lanko grandinę visuomet įjungiamas ($20\text{--}25\ \Omega$, esant $120\ \text{V}$ įtampai) varžynas.

Elektrinis lankas spinduliuoja labai stiprią šviesą, todėl jis yra geras šviesos šaltinis. Pirmuosius tyrimus panaudoti elektrinį anglies lanką apšvietimui atliko Jabločkovas 1876 m. Jo išrastąją elektrinę žvakę sudarė du vienas arti antro sustatyti ir kaoliniu izoliacijos sluoksniu *E* perskirti anglies stiebeliai *A*

ir *B* (108 pav.). Pirmosios Jabločkovo žvakės degdavo apie 1,5–2 val.

Didžiausią šviesos energijos dalį išspinduliuoja lanko elektrodai (85% visos šviesos anodas ir 10% katodas) ir tik nedidelę (iki 5%) dalį spinduliuoja dujos tarp elektrodų. Elektrinis lankas turi aukštą temperatūrą. Degančio 20 at slėgime elektrinio lanko temperatūra siekia 5900°C, kuri yra artima Saulės paviršiaus temperatūrai. Joje susilydo visos net labai sunkiai lydžios medžiagos: anglis, plytos, farforas ir kt. Todėl elektrinis lankas naudojamas šilumos šaltiniu bei elektriniam suvirinimui.



108 pav.



109 pav.

Be anglinių ir metalinių elektrodų lankų praktikoje plačiai naudojamas gyvsidabrio elektrinis lankas. Jį sudaro aklinau uždarytas stiklo arba kvarco vamzdis su dviem gyvsidabrio elektrodais *Hg* (109 pav.). Vamzdį užpildo gyvsidabrio garai. Gyvsidabrio lanko spinduliuojamoji šviesa turi labai daug ultravioletinių spindulių. Aukšto (iki 200 at) slėgimo gyvsidabrio lankai pasižymi dideliu ryškumu, kuris didesnis už Saulės paviršiaus ryškumą (1 cm² paviršiaus išspinduliuotą energiją).

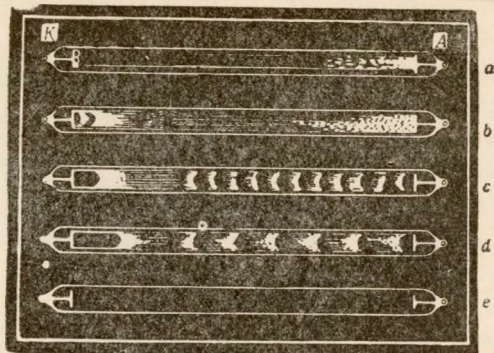
Elektrinis lankas gyvsidabrio įsotintuose garuose panaudojamas didelio (iki 10 000 kW) galingumo kintamosioms elektros srovėms išlyginti (§ 105).

§ 61. IŠSIELEKTRINIMAS PRARETINTOSE DUJOSE

Prijunkime prie orui retinti siurblio ilgesnį (apie 1 m) uždarytą vamzdį su dviem elektrodais galuose ir tarp elektrodų sudarykime keletą tūkstančių voltų įtampą. Esant normaliam (apie 1 at) oro slėgimui, elektros srovė vamzdyje nebėgs. Ji pradeda bėgti, tik praretinus orą. Išsielektrtinimo pobūdis priklauso nuo dujų slėgimo vamzdyje ir nuo įtampos tarp elektrodų.

Nestipriuose (apie $1 \frac{V}{cm}$) elektriniuose laukuose, dujoms retėjant, išsielektrtinimas kinta taip. Kol oro slėgimas yra apie

1 at, vamzdyje vyksta nematomas tylusis išsielektrinimas (§ 59). Orui praretėjus tiek, kad jo slėgimas sumažėja iki maždaug 40 mm Hg stulpelio slėgimo, vamzdyje tarp elektrodų išsitiesia



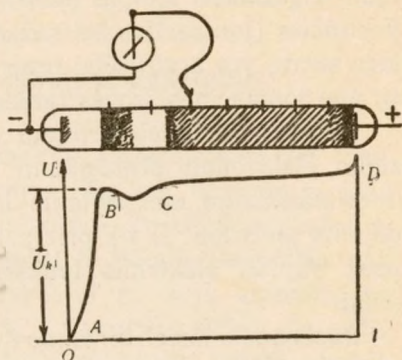
110 pav.

vingiuota siaurutė rausva šviesos gyslelė, kuri, toliau orui retėjant, storėja ir užpildo visą vamzdį (110 pav.). Vamzdžio katodą *K* nukloja šviesiai melsva plėvelė — *katodo rusenanti šviesa* /a/. Pasiekus apie 10 mm Hg slėgimą, šviesos stulpas atitrūksta nuo katodo, sudarydamas *teigiamą išsielektrinimo stulpą*. Tarp jo galo ir katodo rusenančios šviesos susidaro *Faradėjaus tamsusis tarpas* /b/. Toliau retinant orą, šis tamsusis tarpas plečiasi. Be to, katodo pirmykštis, kartais vadinamas *antruoju*, rusenantis šviesos sluoksnis atskiriamas nuo katodo antru *tamsiu tarpeliu* — *Krukso tamsiu tarpu*, o katodo paviršių apdengia *pirmasis šviesos sluoksnis*. Tarp šio rusenančio sluoksnio ir katodo susidaro siaurutis *Astono tamsusis tarpas*.

Kai slėgimas sumažėja iki dešimtųjų milimetro dalių Hg stulpelio slėgimo, teigiamasis šviesos stulpas pradeda skirstytis iš pradžių į siauručius išlenktus šviesos sluoksnius — *stratus*, išgaubtus į katodo pusę /c/. Vėliau, slėgimui mažėjant, stratai platėja, o visas teigiamasis šviesos stulpas trumpėja ir traukiasi į anodą, užleisdamas vietą tamsiajam Faradėjaus tarpui /d/, ir pagaliau stulpas visai išnyksta /e/. Vamzdyje dujos nustoja švytėjusios. Sumažinus slėgimą iki tūkstantųjų milimetro dalių Hg stulpelio slėgimo, pats vamzdžio stiklas, ypač prieš katodą esanti jo dalis, pradeda fluorescuoti gelsvai žalsva šviesa. Šis švytėjimas stiprėja, didėjant oro išretinimui ir įtampai tarp elektrodų.

Rusenančio išsielektravimo reiškiniai išaiškinti matuojamas įtampos pasiskirstymas vamzdyje tarp elektrodų. Tuo tikslu į įvairias vamzdžio vietas tarp elektrodų įlydomi elektrodai-zondai.

III pav. kreivė parodo bandymu nustatytą įtampos pasiskirstymą tarp elektrodų. Gulsčiojoje ašyje atidėti nuotoliai nuo katodo l , stačiojoje — įtampa U . Iš įtampos kreivės dalies AB matyti, kad didžiausią įtampos kitimą turime prie katodo. Tai yra katodinis įtampos kritimas U_h . Kreivės dalyje BC , kuri atitinka Faradėjaus tamsųjį tarpą, įtampos kitimas mažėja, o CD — teigiamo šviesos stulpo dalyje įtampa kinta beveik tiesiškai. Esant stratams, kreivės dalis CD yra banguota.



III pav.

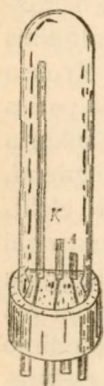
Toki įtampos kitimą sąlygoja netolygus teigiamųjų ir neigiamųjų elektros krūvių pasiskirstymas vamzdyje. Staigus katodinis įtampos kritimas rodo, kad katodo aplinkoje ir tamsiame Krukso tarpe turime žymų teigiamų elektros krūvių perteklių. Prie paties katodo susidaro lyg ir dvigubas elektrinis sluoksnis, kuris sukuria stiprų elektrinį lauką. Teigiamieji jonai, pastarąjį prabėgdami, tiek pagreitėja, kad pajėgia iš katodo paviršiaus išmušti elektronus. Minėtojo stipraus elektrinio lauko veikiami elektronai lekia nuo katodo. Perbėgdami Astono tamsųjį tarpą, jie įgyja tokią energiją, kad susidūrę su dujų atomais juos jonizuoja bei sužadina spinduliuoti. Taip yra sužadinamas pirmojo katodinio sluoksnio švytėjimas. Prabėgdami Krukso tamsųjį tarpą, elektronai vėl įsibėgėja ir to tarpo gale jie vėl pajėgia jonizuoti bei sužadinti atomus. Čia atsiranda antrasis katodinis švytėjimas. Prabėgdami Faradėjaus tamsumą, elektronai vėl greitėja ir teigiamojo stulpo pradžioje jonizuoja bei sužadina dujų atomus spinduliuoti.

Teigiamųjų ir neigiamųjų jonų koncentracija teigiamajame stulpe yra vienoda, taigi visumoje dujos yra neutralios. Taip jonizuotas dujas vadiname plazma. Tačiau elektrinio lauko stiprumas plazmoje pakankamai didelis, kad joje vyktų smūginė jonizacija bei sužadinimas. Apskritai, teigiamajame stulpe joniza-

cijos, sužadavimo bei elektronų laisvojo kelio sritys nėra išsiskyrusios, todėl šiuo atveju turime vienodai švytinčią teigiamąją stulpą. Esant mažesniems dujų slėgimams, šios sritys atsiskiria; tada teigiamasis stulpas pasiskirsto į tamsias (laisvojo kelio) ir švytinčias (jonizacijos bei sužadavimo) sritis — stratus. Nuotolis tarp stratų yra atvirkščiai proporcingas dujų slėgimui ir priklauso nuo jonizacinės srovės tankio.

Rusenančio išsielektravimo vamzdyje dujas daugiausia jonizuoja elektronai; prabėgdami ilgesnius laisvuosius kelius, jie ir silpnesniame elektriniame lauke įgyja pakankamą energiją dujomis jonizuoti. Ir tik prie pat katodo paviršiaus, kur susidaro ypač stiprus elektrinis laukas, dujas jonizuoja ir teigiamieji jonai.

Rusenančio išsielektravimo šviesa praktiškai taikoma apšvietimui. Šios rūšies elektrinėse lemputėse dažniausiai naudojamas teigiamojo stulpo švytėjimas. Tokios yra gyvsidabrio, argono, neono ir kt. lemputės. Tiesios arba visaip, pvz., raidžių pavidalu, išlankstytos stiklinės vamzdelinės rusenančio išsielektravimo lemputės, švytinčios labai gražia spalvota šviesa, plačiai taikomos reklaminėms šviesoms, iluminacijoms, vitrinų apšvietimui ir kt. Pastaruoju metu šios rūšies, vadinamosios *liuminescentinės*, arba *dienos šviesos*, elektros lemputės pradedamos plačiai taikyti apšvietimui. Jos pasižymi žymiai didesniu našumo koeficientu už paprastas kaitinamasias elektros lemputes. Be to, liuminescentinės elektros lemputės iš vidaus aptraukę tinkamai parinktomis fluorescuojančiomis medžiagomis — *liuminoformais*, galime gauti reikiamos spektrinės sudėties šviesą. Patalpoms apšviesti naudojamose liuminescentinėse elektros lemputėse liuminoformai taip parenkami, kad jų šviesa spektriniu atžvilgiu labai mažai tesiskirtų nuo Saulės šviesos.



112 pav.

Silpnai šviesai gauti bei kitiems specialiems tikslams naudojamos katodinio švytėjimo elektros lemputės. Tokios yra, pvz., neoninės arba inertinių dujų mišinio katodinės lemputės. Jų katodinės įtampos kritimas nesiekia ir 100 V. Katodinės šviesos elektros lemputės yra įvairiausios formos.

Rusenantį katodo šviesa apgaubia tam tikrą vielinio katodo dalį. Vykstant laisvam išsielektravimui, katodą *K* gaubiančio rusenančio šviesos stulpelio ilgis *l* (112 pav.) priklauso nuo elekt-

ros srovės stiprumo. Todėl iš šviesos stulpelio ilgio galime spręsti apie aukšto dažnumo kintamosios elektros srovės stiprumą. Tuo remiasi kintamųjų elektros srovių stiprumo matavimas ruosenančios šviesos oscilografu.

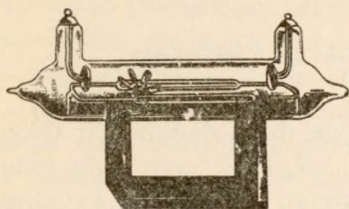
§ 62. KATODINIAI, KANALINIAI IR RENTGENO SPINDULIAI

Sumažinus išsielektrinimo vamzdyje dujų slėgimą iki tūkstantųjų milimetro dalių Hg stulpelio slėgimo, teigiamųjų jonų išmuštieji iš katodo paviršiaus elektronai, perbėgdami katodinių potencialo kritimą, įgyja didelį greitį ir likusią vamzdžio dalį pralekia beveik tiesiai, nebesusidurdami su dujų atomais. Jie sudaro *katodinius spindulius*. Kritę į vamzdžio stiklą, jie sužadina žalsvą fluorescenciją. Katodinių spindulių kelyje pasitaisiusi kliūtis, pvz., metalinė plokštelė, sulaiko juos; tada ant vamzdžio stiklo sienelės gauname kliūties griežtą tamsų šešėlį. Tai parodo, kad katodiniai spinduliai sklinda tiesiai. Katodiniai spinduliai, prabėgdami skersai elektrinio arba magnetinio lauko, nukrypsta nuo savo pirminės krypties. Spindulių nukrypimas priklauso nuo jų sklidimo greičio. Patys katodiniai spinduliai nematomi, bet, kritę į fluorescuojančias medžiagas, jie sukelia jų fluorescenciją. Jie yra skvarbūs, praeina storesnius dujų ir plokščių metalų sluoksnius. Katodiniai spinduliai jonizuoja dujas; jonizacijos pajėgumas priklauso nuo spindulių greičio ir, pastarajam didėjant, tas pajėgumas stiprėja. Katodinių spindulių nukrypimas, praeinant jiems skersai elektrinio bei magnetinio lauko, parodo, kad spindulius sudaro greit lekiančios neigiamai elektringos dalelės — elektronai (§ 100). Iš jų nukrypimo abiejose jėgų laukuose yra nustatytas katodinių dalelių greitis ir jų specifinis krūvis, t. y. elektros krūvio e ir masės m santykis $\frac{e}{m}$.

Katodinių dalelių — elektronų masė yra labai maža ($9,1 \cdot 10^{-28}$ g), bet jie lekia labai greit, todėl jie turi palyginti didelę energiją. Tai parodo toks bandymas. Katodiniame vamzdyje įtaisyti stikliniai bėgiai, kuriais slankioja malūnėlis su sparneliais (113 pav.). Nustačius vamzdį gulsčiai ir paleidus katodinius spindulius, katodinės dalelės smogia į malūnėlio sparnelius ir suka juos, ir malūnėlis slenka bėgiais. Katodinius spindulius sulaikius, didžioji dalis elektronų kinetinės energijos virsta šilumine energija. Todėl katodinius spindulius sulaikantis

metalinis ekranėlis, daužomas katodinių dalelių, stipriai įkaista ir gali susilydyti.

Jei katodinėje plokštelėje yra išgręžtos skylutės, tai teigiamieji jonai pralekia pro jas už katodo, kur susidurdami su dujų



113 pav.

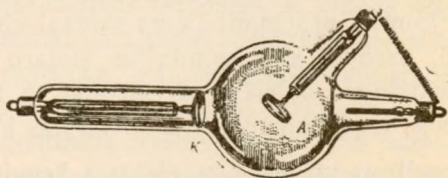
atomais, palengva lėtėja. Šie jonai sudaro vadinamuosius *kanalinius spindulius*. Kanaliniai spinduliai skiriasi nuo katodinių tuo, kad juos sudarą jonai gali patys šviesti, o katodiniai spinduliai yra tamsūs ir priverčia tik fluorescuoti kitas medžiagas. Kanalinius spindulius ti-

ria tuo pat būdu, kaip ir katodinius. Iš jų nukrypimo, lekiant skersai elektrinio ir magnetinio lauko, galima surasti jų greitį v ir specifinį krūvį $\frac{e}{m}$. Matavimai rodo, kad kanaliniai spinduliai turi nevienodą greitį, nes atskiri jonai dėl smūgių prabėga nevienodo ilgio laisvuosius kelius.

Staigiai sustabdžius katodinius spindulius, gaunamas trumpabangis elektromagnetinis spinduliavimas, vadinamas *rentgeno spinduliais*. Rentgeno spinduliai buvo atrasti Rentgeno 1895 m., tiriant katodinį spinduliavimą. Ištyręs nuodugniau tuos spindulius, Rentgenas nustatė, kad jie jonizuoja orą ir kitas dujas, sužadina medžiagų fluorescenciją, veikia fotografinę plokštelę, yra labai skvarbūs; jie pajėgia praeiti pro medžiagas, kurios matomajai šviesai yra visai neskaidrios; pvz., jie praeina pro medį, plonesnius įvairių metalų sluoksnius.

Rentgeno spinduliams gauti naudojami *joniniai rentgeno spindulių vamzdžiai*.

Juose katodą sudaro įgaubta metalinė plokštelė *K* (114 pav.). Prieš katodą yra padėtas antikatodas *A*, kuris sujungiamas su anodu. Tarp anodo ir katodo sudaroma aukšta (nuo 50 iki 100 ir daugiau kV) įtampa. Joniniuose rentgeno spindulių vamzdžiuose dujų slėgimas siekia 10^{-2} mm Hg stulpelio slėgimo. Teigiamieji jonai, perbėgę katodinį įtampos kritimą, stipriai daužo katodą ir išmuša elektronus. Pastarieji, katodinio kritimo pagreitinti, lekia dideliu greičiu ir staigiai sulai-



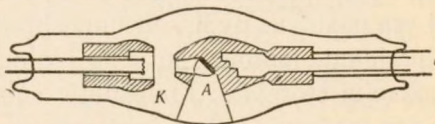
114 pav.

komi antikatodo. Staigiai stabdomi elektronai spinduliuoja; tik nedidelė jų kinetinės energijos dalis virsta rentgeno spindulių energija, o didesnė dalis virsta šiluma, kuri įkaitina antikatodą. Todėl jis daromas iš aukštoje temperatūroje lydžių metalų, pvz., molibdeno, volframo ir kt. Be to, antikatodas yra vėsinaamas.

Šiuo laiku rentgeno spinduliams gauti daugiausia naudojami *Kulidžio vamzdžiai*. Jų veikimas remiasi termoelektroniniu efektu (§ 95). Uždarame stiklo vamzdelyje prieš katodą *K*, kurį sudaro kaitinamoji viela (115 pav.), yra įtvirtintas antikatodas *A*, kuris kartu yra ir anodas. Tarp abiejų elektrodų sudaroma aukšta įtampa. Dujos vamzdyje išrelinamos kiek galima daugiau (iki 10^{-4} — 10^{-5} mm Hg). Katodas kaitinamas elektriniu būdu. Jo emituojami elektronai elektrinio lauko pagreitinti ir staigiai antikatodo sulaikyti spinduliuoja rentgeno spindulius.

Ilgą laiką rentgeno spindulių prigimtis buvo neaiški. Visos pastangos juos užlenkti iš pradžių nepavyko, kol tam tikslui buvo naudojamos optinės difrakcinės gardelės. Atrodė, kad jų negalima užlenkti ir kad jie neinterferuoja, taigi jie sklinda ne bangomis. Tačiau jų neveikia nei elektrinis, nei magnetinis lau-

kai; praeidami skersai tokius laukus, jie nenukryps-ta nuo savo pirminės krypties. Taigi jie nėra ir elektringų dalelių srautas. Ir tik beveik 20-čiai metų pra-



115 pav.

ėjus, 1912 m. Lauei pasisekė juos užlenkti, peršvietus jais natūralią difrakcinę gardelę — kristalą, kuriame užlenkiamieji centrai yra kristalo gardelės jonai. Tuo būdu buvo išmatuoti ir rentgeno spindulių bangų ilgiai.

Tyrimai parodė, kad rentgeno spindulių bangų ilgis priklauso nuo rentgeno vamzdžio įtamos, taigi nuo katodinių spindulių greičio. Kuo įtampa tarp anodo ir katodo yra aukštesnė, tuo spinduliuojami trumpesnių bangų rentgeno spinduliai. Rentgeno spindulių bangų ilgis priklauso ir nuo dujų praretinimo vamzdyje. Praretinimui didėjant, elektronai greitėja ir jų sužadinamų rentgeno spindulių bangos trumpėja.

Rentgeno spindulių skvarbumas priklauso nuo bangos ilgio. Ilgesnių bangų, arba kitaip vadinamų *minkštųjų*, rentgeno spindulių skvarbumas yra mažesnis už trumpųjų, arba *kietųjų*, spindulių. Todėl nemonochromatinis (sudėtas iš įvairių ilgių bangų)

rentgeno spindulių pluoštas, praėjęs pro medžiagą, pasidaro monochromatiškesnis ir kietesnis, nes ilgesniųjų bangų spinduliai absorbuojami. Apskritai, rentgeno spindulių absorbcija medžiagoje priklauso nuo bangos ilgio ir, pastarajai ilgėjant, stiprėja. Be to, jų absorbcija priklauso ir nuo medžiagos atominio svorio, tikriaus, nuo įeinančių į medžiagos sudėtį cheminių elementų eilės numerio Mendelejevo periodinėje elementų lentelėje. Elementų eilės numeriui didėjant, stiprėja ir jų rentgeno spindulių absorbcija. Taigi sunkieji elementai, pvz., švinas, gyvsidabris ir kt., daugiau absorbuoja rentgeno spindulius už lengvuosius, pvz., kalį, kalcį ir kt.

Kol medžiagos sluoksniai yra ploni, rentgeno spindulių pluošto stiprumo kitimas yra proporcingas sluoksnio storii. Jei pradinis spindulių stiprumas yra I_0 , o jiems praėjus storio x medžiagos sluoksni — I , tai

$$I = I_0 e^{-kx}, \quad (62,1)$$

čia k yra *rentgeno spindulių absorbcijos koeficientas*.

Visiškai monochromatinių spindulių k visai nepriklauso nuo absorbuojančios medžiagos sluoksnio storio ir tai pačiai medžiagai yra pastovus dydis. Nemonochromatinių spindulių, pvz., spinduliuojamų joninio rentgeno spindulių vamzdžio, k mažėja, sluoksniui storėjant. Kietesniųjų spindulių absorbcijos koeficientas yra mažesnis kaip minkštesniųjų. Tam tikro bangų ilgio rentgeno spindulių absorbcijos koeficientas priklauso nuo absorbuojančios medžiagos tankio ρ . Absorbcijos koeficiento k ir medžiagos tankio ρ santykis $\frac{k}{\rho}$ vadinamas *masės absorbcijos koeficientu*.

To paties cheminio elemento $\frac{k}{\rho}$ priklauso nuo absorbuojamųjų spindulių bangos ilgio λ , o skirtingų — ir nuo jų eilės numerio Z Mendelejevo periodinėje cheminių elementų sistemoje:

$$\frac{k}{\rho} = a\lambda^3 Z^4, \quad (62,2)$$

čia a yra proporcingumo koeficientas.

Rentgeno spinduliai turi didelę reikšmę moksliniams tyrimams, pvz., kristalų molekulių bei atomų struktūrai tirti ir kt. Be to, jie labai plačiai taikomi praktikoje įvairiose srityse, pvz., medicinoje, metalografijoje, kristalografijoje ir kt.

VII SKYRIUS

MAGNETOSTATIKOS PAGRINDAI. ŽEMĖS MAGNETINIS LAUKAS

§ 63. MAGNETAI. MAGNETINIS DIPOLIS. KULONO DĖSNIS

Jau senovės laikais buvo žinoma, kad kai kurie geležies junginiai, pvz., magnetitas (Fe_3O_4), pasižymi nepaprastomis ypatybėmis. Jie pritraukia geležinius daiktus; pakabinti ant siūlo ir galį laisvai sukotis, jie visada pasisuka apytikriai šiaurės-pietų kryptim. Tokie kūnai buvo pavadinti *natūraliaisiais magnetais*, o tos jų nepaprastosios ypatybės — *magnetizmu*. Vėlesnieji tyrimai parodė, kad kai kurios medžiagos lengvai įgyja stiprias magnetines ypatybes arba, kaip sakome, įsismagnetina. Ypač lengvai ir stipriai įsismagnetina geležis, kobaltas ir nikelis. Dabar beveik išimtinai ir tenaudojamos įsmagnetintos medžiagos — *dirbtiniai magnetai*. Apskritai, dirbtiniai magnetai dirbami stiebo arba pasagos pavidalo.

Paprasčiausi bandymai rodo, kad magnetų magnetinės ypatybės stipriau reiškiasi tik tam tikrose vietose, kurias vadiname *magneto poliais*. Stiebinio magneto poliai yra nutolę nuo jo galų per $\frac{1}{12}$ jo ilgio dalį. Nukrypęs šiaurės pusėn magneto polius vadinamas *šiauriniu*, arba *teigiamu*, o nukrypęs į pietus — *pietiniu*, arba *neigiamu*, *polium*. Tiriant savitarpį dviejų magnetų polių veikimą, paaiškėjo, kad dviejų magnetų vienas kitą stumia, o įvairiarūšiai traukia. Apskritai, veikiančios tarp magnetinių polių jėgos daugeliu atveju primena veikiančias tarp elektros krūvių jėgas. Kulonas tyrimais nustatė, kad magnetinių polių savitarpio veikimo jėga yra proporcinga tų polių „magnetizmo kiekiams“, arba jų stiprumams, m_1 ir m_2 ir atvirkščiai proporcinga nuotolio r tarp jų kvadratui; ją taip išreiškiame:

$$F = f \frac{m_1 m_2}{r^3} r. \quad (63,1)$$

Ši, Kulono dėsnį magnetostatikoje išreiškianti, lygtis savo išvaizda visai panaši į lygtį (4,1), kuri nusako tarp dviejų elektros krūvių veikiančią jėgą. Konstantos f dydis priklauso nuo to, kokį pasirinksimė magnetinio poliaus stiprumo vienetą. Pasirinkime jį taip, kad f turėtų nulinę dimensiją ir jos reikšmė būtų lygi vienetui ($f=1$, kai magnetiniai poliai yra vakuume). Tada

$$\mathbf{F} = \frac{m_1 m_2}{r^2} \mathbf{r}. \quad (63,2)$$

Magnetinio poliaus stiprumo vienetu laikome tokio poliaus stiprumą, kuris kitą jam lygų magnetinį polių, esantį per 1 cm, veikia 1 dinos jėga.

Taip išreiškiamas magnetinio poliaus stiprumo vienetą *absoliutinėje Gauso*, arba *CGS*, sistemoje. Iš lygties (63,2) surandama ir magnetinio poliaus stiprumo dimensija: $[m] = g^{\frac{1}{2}} cm^{\frac{3}{2}} s^{-1}$. Tarp vienaarūšių magnetinių polių veikiančią atstūmimo jėgą laikome teigiama, o tarp įvairiarūšių veikiančią traukos jėgą — neigiama.

Kaip jau minėjome, bet kuris magnetas turi du magnetinius polius: šiaurinį ir pietinį, taigi kiekvienas magnetas yra *magnetinis dipolis*. Jungianti magnetinius polius linija vadinama *magnetine ašimi*. Magneto magnetinį momentą išreiškiame taip pat, kaip ir elektrinio dipolio elektrinį momentą (3,1); kai magnetinių polių stiprumas yra m , o nuotolis tarp polių yra l , tai magnetinis momentas $\mathbf{M} = ml$.

Elektrostatikoje elektrinio dipolio teigiamą ir neigiamą elektros krūvius galėjome visai atskirti. Pabandykime atskirti magnetinius polius, perpiaudami magnetą į dvi lygias dalis per vidurį — *neutralią liniją*. Tyrimas rodo, kad kiekviena dalis yra vėl magnetas su dviem, šiauriniu ir pietiniu, poliais. Ir toliau smulkindami gautuosius naujus magnetus, gausime vis mažesnius magnetus su dviem poliais. Toks tyrimas parodo, kad negalime atskirti šiaurinio poliaus nuo pietinio, kaip atskiriame teigiamą elektros krūvį nuo neigiamo: magnetas visą laiką lieka magnetiniu dipoliu su šiaurės ir pietų poliais. Taigi tikrųjų magnetizmo kiekių, arba tikrojo magnetizmo, nėra. Štai čia glūdi skirtumas tarp elektros ir magnetizmo, kuris ilgą laiką buvo laikomas esminiu, todėl iš pradžių elektriniai ir magnetiniai reiškiniai buvo tiriami visai atskirai. XVIII amžiaus antrojoje pusėje Epinus iškėlė teiginį apie elektrinių ir magnetinių reiškinų glaudų ryšį,

kuris iš tikrųjų XIX amžiuje pasidarė tų reiškinių aiškinimo pagrindu.

Atskiri magnetiniai poliai neegzistuoja; visada du priešingi poliai sudaro magnetinį dipolį, todėl ir magnetinio poliaus stiprumo, arba magnetizmo kiekio, sąvoka neturi realios fizikinės prasmės. Griežčiau aiškinant fizikinius reiškinius, tenka visur naudotis ne atskiro magnetinio poliaus stiprumo, bet magnetinio dipolio momento sąvoka. Jau Kulonas iškėlė hipotezę, kad medžiagos molekulės yra elementarūs magnetiniai dipoliai, kaip jos yra ir elementarūs elektriniai dipoliai (§ 1). Erstedui nustatius, kad elektros srovei bėgant laidininko aplinkoje visada susidaro magnetinis laukas (§ 67), molekulinį magnetinių dipolių kilmė buvo aiškinama nepalaujamai molekulėse bėgančiomis molekulinėmis elektros srovėmis. Tokią hipotezę skelbė Amperas. Ji tvirtesnę pagrindą įgijo tik paskelbus Rezerfordo-Boro atomo teoriją, pasak kurios, atomas yra sudėtas iš teigiamai elektringo branduolio, aplink kurį nepalaujamai skrieja elektronai. Skriedamas elektronas neša elektros krūvį, taigi jis sukelia elektros srovę, o pastarosios magnetinis veikimas daugeliu atžvilgių tapatingas magnetinio dipolio veikimui (§ 67).

Molekulinėmis, tikriau atominėmis, elektros srovėmis galima aiškinti ir tokius magnetinius reiškinius, kurių nebeįveikia išaiškinti molekulinį dipolių hipotezės. Tokie reiškiniai yra, pvz., diamagnetiniai reiškiniai, Zėmano efektas ir kt. Tokiu būdu, nėra ne tik atskirų magnetinių polių, bet neturime ir magnetinių dipolių; visus magnetinius reiškinius sukelia elektros krūvių judėjimas. Taigi magnetiniai reiškiniai yra neatskiriama susieti su elektriniais reiškiniais ir pastarųjų sąlygojami.

§ 64. MAGNETINIS LAUKAS

Dviejų magnetinių polių savitarpį veikimą iš pradžių aiškinkime taip, kaip aiškinome elektros krūvių savitarpį veikimą. Šiuo atveju įvedame magnetinį jėgų lauką, kuris susidaro magnetinių polių aplinkoje. Kalbame apie magnetinio lauko stiprumą, kurį galėtume nusakyti lygiai taip, kaip nusakėme elektrinio lauko stiprumą (§ 5). Magnetinio lauko stiprumą bet kuriame lauko taške nusako jėga, kuri veikia vieneto stiprumo magnetinį polių, patalpintą nurodytame taške. Bet atskiro magnetinio poliaus neturime. Todėl magnetinio lauko stiprumas absoliutinėje

Gauso, arba *CGS*, vienetų sistemoje taip nusakomas. Kai esanti vienalyčiame magnetiniame lauke ir nukreiptą statmenai lauko jėgos kryptčiai vieneto momento magnetinį dipolį veikia vieneto dydžio sukamasis momentas, tai tame taške magnetinio lauko stiprumas yra lygus 1 vienetui. Jis buvo vadinamas *gausu*, o dabar jį vadina *erstedu* (Oe). Dvejopas šio vieneto pavadinimas atsirado šiuo būdu. Tyrimai parodė, kad magnetinė indukcija H^* vakuume (praeinantis pro 1 cm^2 ploto paviršių statmena jam kryptimi jėgų linijų skaičius), kaip ir elektrostatinė indukcija (§ 10), yra proporcingas magnetinio lauko stiprumui H vakuume. Pažymėję proporcingumo koeficientą μ_0 , turėsime:

$$H^* = \mu_0 H,$$

$\frac{1}{\mu_0}$ atitinka elektrostatikoje dydį ϵ_0 ; vakuume jis yra lygus 4π .

Taigi

$$H^* = 4\pi H.$$

Absoliutinėje Gauso magnetinių vienetų sistemoje μ_0 laikomas lygus vienetui ir magnetinio lauko stiprumas buvo išreiškiamas dydžiu H^* . Šių dviejų (magnetinės indukcijos ir magnetinio lauko stiprumo) dydžių vienetams atskirti magnetinės indukcijos vienetą pavadino gausu, o magnetinio lauko stiprumo — erstedu. Vakuume jų skaitinės reikšmės *CGSM* vienetų sistemoje yra vienodos.

Stiprumo H magnetiniame lauke esantį stiprumo m magnetinį polių veikty jėga

$$F = mH. \quad (64,1)$$

Iš šios lygties lengvai galime surasti magnetinio lauko stiprumo dimensiją

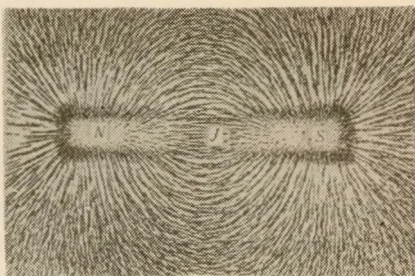
$$[H] = \frac{[F]}{[m]} = g^{\frac{1}{2}} \text{cm}^{-\frac{1}{2}} \text{s}^{-1}.$$

Magnetinį lauką, kaip ir elektrinį, geometriškai pavaizduojame jėgų linijomis. Jų kryptis nusako ir magnetinio lauko kryptį. Magneto aplinkoje jos išeina iš šiaurinio ir įeina į pietinį magnetinį polių. Iš stiprumo m magnetinio poliaus išeina (arba įeina) $4\pi m$ jėgų linijų (6,4). Jėgų linijų tankis (einančių pro 1 cm^2 plotą, statmeną lauko kryptčiai, jėgų linijų skaičius) nusako magnetinio lauko stiprumą. Iš Kulono dėsnio (63,2) išeina, kad stip-

rumo m magnetinio poliaus aplinkoje, nuotolyje r nuo jo magnetinio lauko stiprumas

$$H = \frac{m}{r^3} r. \quad (64,2)$$

Magnetinio lauko jėgų linijų eigą lengvai galime parodyti šiuo būdu. Ant magneto NS padėkime stiklo plokštelę arba standesnio popieriaus lapą, ant kurio plonai užbarstykite smulkių geležinių piuvėnėlių. Iš lengvo krestelėjus, jos susitvarko jėgų linijų kryptimi. 116 pav. matome išilgai magnetinio lauko jėgų linijų susitvarkusių piuvėnėlių vaizdą. Stipresnio magnetinio lauko vietose geležinės piuvėnėlės susigrūdusios tankiau.

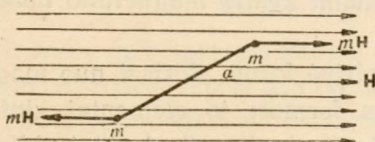


116 pav.

Laikydami, kad magnetiniai poliai egzistuoja, magnetinio lauko jėgų linijas galime laikyti prasidedančiomis šiauriniame (N), o pasibaigiančiomis pietiniame (S) magnetiniuose poliuose. Tada magnetinį lauką galėtume laikyti, bent magnetinio dipolio (magneto) išorėje, versmės jėgų lauku. Tačiau tikrumoje neturime nei tikrųjų magnetinių polių, nei magnetinių dipolių. Visi magnetiniai reiškiniai sukeliama elektros srovių, o elektros srovės magnetinis laukas yra sūkurinis (§ 72). Taigi magneto magnetinis laukas yra ne versmės, bet grynai sūkurinis beversmis laukas.

§ 65. MAGNETINIS DIPOLIS JĖGŲ LAUKE

Magnetinis dipolis, padėtas į vienalytį (homogeninį), t. y. visur vienodo stiprumo ir vienodos krypties, magnetinį lauką,



117 pav.

yra sukamas lauko jėgų linijų kryptimi. Kai magnetinio lauko stiprumas yra H , o magnetinio dipolio magnetinis momentas M ir jo magnetinė ašis sudaro kampą α su jėgų linijų kryp-

timi (117 pav.), tai magnetinį dipolį veikiąs sukamasis momentas N yra taip išreiškiamas (20,2):

$$N = MH \cdot \sin \alpha. \quad (65,1)$$

Jei magnetinis dipolis yra nevienalyčiame (nehomogeniniame) magnetiniame lauke, tai šalia sukamojo momento jį veikia jėga, kuri jį verčia slinkti į stipresnio arba silpnesnio lauko sritį. Ši jėga, kaip ir elektrinio dipolio atveju (§ 20), išreiškiama dipolio magnetinio momento M ir magnetinio lauko gradiento $\frac{dH}{dx}$ dipolio ašies kryptimi sandauga, taigi (20,3):

$$F = M \frac{dH}{dx}. \quad (65,2)$$

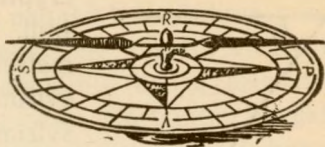
Šiai jėgai veikiant, pvz., geležinės vinelės slenka į stipresnio magnetinio lauko sritį, taigi prie magneto.

§ 66. ŽEMĖS MAGNETINIS LAUKAS

Jau minėjome, kad laisvai judęs magnetas visada pasisuka apytikriai šiaurės-pietų kryptimi. Tai rodo, kad Žemę supa magnetinis laukas; jo kryptis atitinka kryptį tokio magnetinio lauko, kuris susidarytų, Žemės centre patalpinus šiek tiek nukrypusį nuo Žemės sukimosi ašies magnetinį dipolį. Žemės magnetinis momentas yra apie $8 \cdot 10^{25}$ CGSM vienetų; magnetinio lauko stiprumas ant Žemės paviršiaus yra apie 0,3 erstedų. Žemės magnetiniai poliai nesutampa su jos geografiniais ašigaliais ir nelieka toje pačioje vietoje, bet nors ir labai pamažu keičia savo vietą. Todėl magnetinio ir geografinio dienovidinio kryptys, apamai, nesutampa ir sudaro tarp savęs tam tikrą kampą; šį kampą vadiname *nukrypimu*. Pakabintas svorio centre ir galįs laisvai suktis magnetas Žemės magnetiniame lauke pasvyra, sudarydamas su gulsčiąja plokštuma kampą, vadinamą *pasvirimu*. Ir tik Žemės magnetiniame pusiaujyje pasvirimas lygus nuliui. Nukrypimas δ , pasvirimas I ir magnetinio lauko arba jo stačiosios H_v bei gulsčiosios H_h dedamųjų stiprumas apibūdina Žemės magnetinį lauką; šie dydžiai vadinami *Žemės magnetinio lauko elementais*.

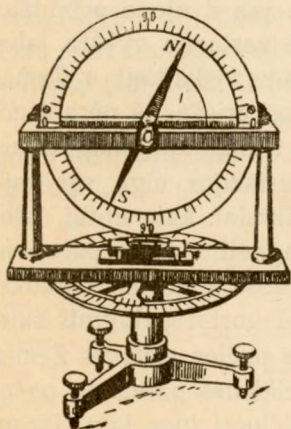
Žemės magnetinio lauko geometrinė forma skiriasi nuo magnetinio dipolio lauko geometrinės formos; jo elementai kinta erdvėje kitaip negu magnetinio dipolio lauke. Visai netaisyklinę elementų kitimą vadiname *anomalijomis*. Žemės magnetiniam laukui nusakyti įvairiose Žemės paviršiaus vietose matuojami minėtieji jo elementai δ , I , H_v , H_h ir sudaromi Žemės paviršiaus magnetiniai žemėlapiai.

Nukrypimą matuojame magnetiniu deklinatorium (118 pav.). Jį sudaro uždėta ant skritulio centre esančios smailios adatėlės magnetinė rodyklėlė, kuri gali laisvai sukis gulsčioje plokštumoje. Magnetinė rodyklėlė visada pasisuka magnetinio dienovidinio kryptimi. Be to, deklinatorius turi žiūrą, kuris padeda nustatyti vienu ar kitu būdu geografinio dienovidinio kryptį. Abiejų, magnetinio ir geografinio, dienovidinių kryptių sudarytas kampas parodo matuojamosios vietos nukrypimą δ .

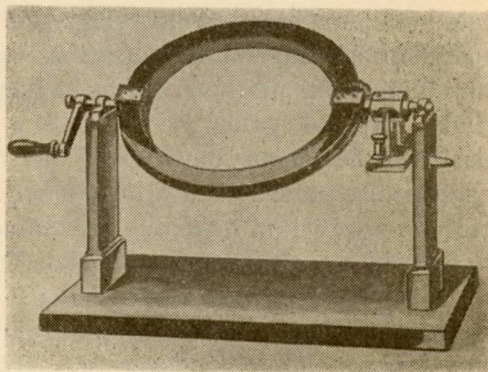


118 pav.

Pasvirimą I matuojame inklinatoriumi. Jį sudaro stačiojoje plokštumoje laisvai besisukanti aplink gulsčią, per jos svorio centrą O einančią, ašelę magnetinė rodyklėlė NS (119 pav.). Matuodami pasvirimą, inklinatorių pastatome taip, kad magnetinė rodyklėlė suktųsi magnetinio dienovidinio plokštumoje. Rodyklėlės pa-



119 pav.

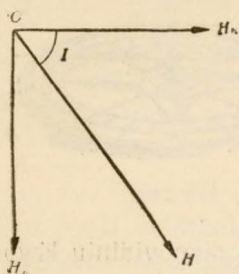


120 pav.

svirimo į gulsčiąją plokštumą kampą atskaitome rodyklėlę juosiančiame žiede, kuris turi laipsniais padalytą apskritą skalę.

Pasvirimui matuoti dažniau naudojamas žemės induktorius. Jį sudaro keletas apskritų vijų ritė, sukama aplink vieną jos skersinę ašį (120 pav.). Ritė įdėta į rėmus. Jos ašį galime pasukti bet kuria kryptimi. Ritės vielos galai prijungti prie žiedinio komutatoriaus indukcijos srovei išlyginti. Sukant induktorių Žemės magnetiniame lauke, jo vijose indukuojama elektros srovė

(§ 86), kurią matuojame prie komutatoriaus prijungtu galvanometru. Tik pakreipus induktoriaus sukamąją ašį taip, kad jos kryptis eitų Žemės magnetinio lauko kryptimi, indukcijos neturėsime, ir galvanometras nepasisuks. Induktoriaus ašies pasvirimas į gulsčiąją plokštumą parodys pasvirimo kampą.



121 pav.

Tiriant Žemės magnetinio lauko stiprumą, paprastai, matuojama jo gulsčioji dedamoji H_h , o visas magnetinio lauko stiprumas H apskaičiuojamas iš pasvirimo, nes (121 pav.)

$$H_h = H \cdot \cos I, H_v = H \cdot \sin I \text{ ir } H = \sqrt{H_v^2 + H_h^2}. \quad (66,1)$$

Žemės magnetinio lauko elementai vienoje ir toje pačioje Žemės paviršiaus vietoje nepalieka visą laiką pastovūs, bet kinta. Šis elementų kitimas, arba variacija, yra dvejopo pobūdžio: *šimtametė* ir *paros variacija*. Šimtametė variacija vyksta labai lėtai ir apima visą Žemės magnetinį lauką, įskaitant ir Žemės magnetinių polių slinkimą. Šios variacijos priežastis nėra žinoma. Šalia šimtametės variacijos turime ir trumpalaikį magnetinio lauko kitimą — paros variaciją. Šios variacijos eigą sąlygoja susiję su Žemės sukimusi aplink ašį reiškiniai, kaip antai, temperatūriniai, potvynio ir atoslūgio ir kt. Magnetinio lauko paros variacijos priežastimi laikomi aukštesniuose atmosferos sluoksniuose vykstantys elektriniai reiškiniai. Todėl norint palyginti skirtingu laiku išmatuotus atskirų arba ir tos pačios vietovės Žemės magnetinio lauko elementus, tenka jų reikšmes pataisyti, pašalinant paros variacijos įtaką, bei perskaičiuoti juos tam tikram laikui, sakome, redukuoti juos tam tikrai epochai. Iš tokių redukuotų reikšmių sudaromi šalies magnetiniai žemėlapiai. Juose išvedamos atitinkamo magnetinio lauko elemento vienodos reikšmės kreivės: vienodo nukrypimo — *izogonos*, vienodo pasvirimo — *izoklinos* ir vienodo stiprumo — *izodinamos*.

Pagaliau tenka paminėti dar vieną ypač staigų ir netaisyklingą Žemės magnetinio lauko kitimą — *magnetines audras*. Ypač dažnai jos pastebimos ašigalių srityse. Didėjant Saulės dėmėtumui, dažnėja ir magnetinės audros. Šį ryšį mėginama aiškinti taip. Išoriniuose Saulės sluoksniuose milžiniškų sūkurių sudary-

tos dėmės išspinduliuoja didžiulius elektringų dalelių (jonų ir elektronų) srautus. Artėjant į Žemę, šie srautai, Žemės magnetinio lauko kreipiami, ašigalių srityje pasiekia Žemę. Jonosferoje jie sukelia elektrinio būvio kitimą ir panašią į švytėjimą praręntose dujose *šiaurės pašvaistę*. Jonosferoje sukeltų elektrinių srovių magnetinis laukas ir yra magnetinių audrų priežastis.

Magnetinio lauko kilmė nėra dar visai išaiškinta. Susekta, kad Žemės magnetinį lauką labai veikia nuolat atmosferoje bėgančios, ypač aukštesniuosiuose jos sluoksniuose — jonosferoje — ir Žemės plutoje — litosferoje ir hidrosferoje elektros srovės. Tačiau vien tik jos nepajėgtų sukurti tokio stiprumo magnetinio lauko. Pvz., apskaičiuota, kad tik 10^9 amperų stiprumo pusiauju ($R \approx 6 \cdot 10^8$ cm) bėganti elektros srovė sukurtų reikiamo ($8 \cdot 10^{25}$ CGSM) dydžio magnetinį momentą. Antra vertus, nustatyta, kad Žemės magnetinio lauko susidaryme nemažą vaidmenį atlieka ir magnetinės kalnų padermės. Jų susitelkimo vietose užtinkame žymias magnetinio lauko anomalijas. Tokia didelė anomalija yra Tarybų Sąjungoje Kursko srityje — Kursko anomalija. Tačiau vien tik Žemės plutos feromagnetinės padermės taip pat nepajėgia išaiškinti Žemės magnetinio lauko kilmės.

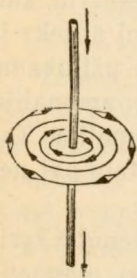
Magnetinį lauką turi ne tik Žemė, bet ir Saulė. Mėnulio tyrimai kosminių raketų pagalba parodė, kad jis neturi magnetinio lauko.

VIII SKYRIUS

ELEKTROMAGNETINIAI REIŠKINIAI

§ 67. ELEKTROS SROVĖS MAGNETINIS LAUKAS

Stačiai ištiesę varinį laidą, paleiskime juo kelių amperų stiprumo elektros srovę (122 pav.) ir artinkime užmautą ant iešmelio magnetinę rodyklėlę. Priartinta ji iškrypsta iš Žemės magnetinio dienovidinio plokštumos ir visada pasisuka taip, kad jos magnetinė ašis būtų statmena linijai, jungiančiai jos vidurio tašką su laidininku. Apnešant ją aplink laidininką, ji pati apsisuka taip pat aplinkui. Šis tyrimas rodo, kad aplink laidininką, kuriuo bėga elektros srovė, susidaro magnetinis laukas. Pirmasis tai nustatė Erstedas 1829 m. Elektros srovės magnetinį lauką galime ir taip stebėti. Prakiškime laidininką pro storesnio popieriaus lapą; ant pastarojo užberkime geležies

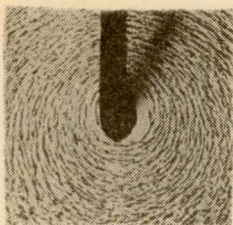


122 pav.

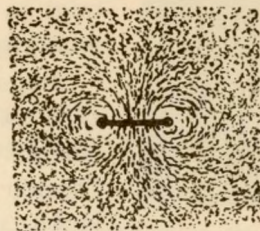
piuvenėlių. Paleidus laidininku stipresnę (iki 10—15 A stiprumo) elektros srovę, piuvenėlės susitvarko koncentriniais apskritimais su laidininku centre (123 pav.). Jų pavaizduojamos magnetinio lauko jėgų linijos neturi nei pradžios, nei galo, bet yra uždaros linijos, apjuosiančios patį laidininką. Jėgų linijų kryptį parodo magnetinės rodyklėlės šiaurinis polius. Jų kryptį galime nusakyti įvairiais būdais. Žiūrėkime elektros srovės linkme; tada magnetinio lauko jėgų linijų kryptis sutampa su laikrodžio rodyklės sukimosi kryptimi; arba dešinįjį sraig tą taip sukime, kad jis slinktų pirmyn elektros srovės bėgimo kryptimi; tada sraigto sukimo kryptis sutampa su magnetinio lauko jėgų linijų kryptimi.

Elektros srovei bėgant žiedinės arba keturkampės formos kontūru, gauname kokybiškai panašų veikimą. Šiuo atveju magnetinio lauko jėgų linijos taip pat yra uždaros linijos, tik ne apskritimai (124 pav.). Jos eina pro laidininko kontūro juosiamą plokštumą, įeidamos iš vienos pusės ir išeidamos iš antros

bei apjuosdamos vieną kartą laidininką. Susidariusio magnetinio lauko vaizdas labai primena magnetinio dvigubo sluoksnio arba magnetinio lapelio (kurį sudaro plonytė įmagnetinta plokštelė su šiauriniu poliumi vienoje ir pietiniu — kitoje pusėje),



123 pav.



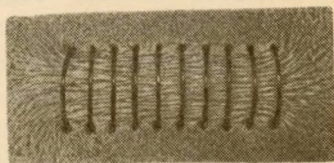
124 pav.

magnetinį lauką. Tokiu būdu, elektros srovės apskrita kilpelė magnetiniu atžvilgiu yra lygiavertė magnetiniam lapeliui.

Apskritu kontūru bėgančios elektros srovės apjuosiamą plotą S vadiname *vijos plotu*. Kai turime ne vieną, bet n vijų, tai vijų plotas yra lygus nS .

Dabar užsukime spirališkai vielą ant apskrito stiebo. Gausime solenoidą. Jo atskiros vijos yra šalia viena kitos. Paleidus pro solenoidą elektros srovę, vijoje bėgs vienodo stiprumo srovė. Solenoido magnetinis laukas atrodo taip (125 pav.). Solenoido viduje magnetinės jėgų linijos eina lygiagrečiai jo ašiai, o išorėje jos sudaro uždaras kreives, apjuosdamos visas solenoido vijas. Palyginus solenoido magnetinį lauką su stiebinio magneto lauku (116 pav.) pasirodo, kad jų laukai savo išvaizda bei veikimu yra panašūs. Taigi solenoidas magnetiniu atžvilgiu yra lygiavertis stiebiniam magnetui. Ir vienos vijos, ir solenoido magnetinio lauko kryptis nusakoma minėtais būdais, kuriuos galima pakeisti vienu:

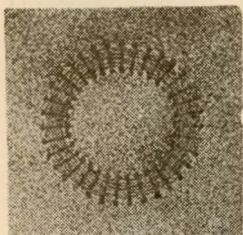
jei, žiūrint į vijos arba solenoido vidų išilgai jo ašies, elektros srovė vijoje bėga laikrodžio rodyklės sukimosi kryptimi, tai viduje solenoido magnetinės jėgų linijos eina tolyn nuo stebėtojo.



125 pav.

Taigi šiuo atveju tolimesniame solenoido gale susidaro tariamai šiaurinis magnetinis polius, o artimesniame stebėtojui — pietinis polius.

Solenoido magnetinio lauko jėgų linijos yra uždaros, todėl jų skaičius solenoido viduje ir jo išorėje yra vienodas. Ilgo ir nedidelio skerspiūvio ploto solenoido viduje magnetinio lauko jėgų linijų tankis yra didesnis, kaip jo išorėje, taigi jo viduje magnetinis laukas yra žymiai stipresnis.

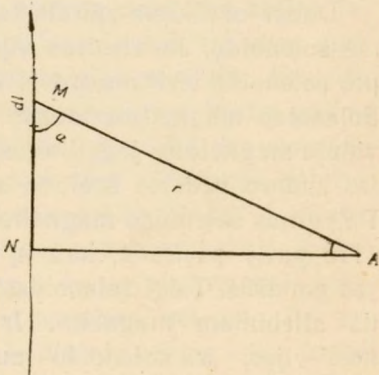


126 pav.

Pagaliau uždaro solenoido-toroido (126 pav.) magnetinio lauko jėgų linijos eina tik jo viduje, visai iš jo neišeidamos. Toroido išorėje visai neturime magnetinio lauko.

§ 68. ELEKTROS SROVĖS MAGNETINIO LAUKO STIPRUMAS. BIO—SAVARO DĖSNIS

Iš daugelio tyrimų Bio ir Savaras nustatė, kad susidariusio aplink laidininką, kuriuo bėga elektros srovė, magnetinio lauko stiprumas priklauso nuo elektros srovės stiprumo, laidininko ilgio ir stebimojo taško nuotolio nuo laidininko. Imkime be galo mažą laidininko elementą dl ir sujunkime jo vidurinį tašką M su stebimuoju tašku A (127 pav.). $AM=r$ yra taško A nuotolis nuo taško M . Vektorių dl ir r sudarytą kampą pažymėkime (dl, r) .



127 pav.

Elektros srovės, bėgančios laidininko elementu dl , sukurto taške A magnetinio lauko stiprumas dH yra proporcingas elektros srovės stiprumui I , srovės laidininko elemento ilgiui dl ir atvirkščiai proporcingas nuotolio r kvadratui; vektoriškai dH nusakomas taip:

$$dH = \frac{I}{c} \left[dl \frac{r}{r^3} \right]. \quad (68,1)$$

Lygtis (68,1) išreiškia Bio-Savaro dėsnį. Čia c yra vadinamoji elektromagnetinė konstanta; $c = 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}}$. Pagal lygtį (68,1) vektorių dH bet kuriame erdvės taške yra statmenas vektorių dl

ir $\mathbf{r}$ kryptims ($d\mathbf{l}$ kryptis sutampa su elektros srovės kryptimi). Taigi magnetinio lauko jėgų linijos guli plokštumoje, statmenoje vektoriui $d\mathbf{l}$.

Magnetinio lauko stiprumo $d\mathbf{H}$ reikšmė nusakoma šia lygtimi:

$$dH = \frac{I \cdot dl}{cr^2} \cdot \sin(d\mathbf{l}, \mathbf{r}). \quad (68,2)$$

Išilgai elektros srovės elemento $dH=0$, nes šiuo atveju $\sin(d\mathbf{l}, \mathbf{r})=0$. Einančioje pro dl elementui statmeną plokštumą $dH = \frac{I \cdot dl}{cr^2}$, nes tada $\sin(d\mathbf{l}, \mathbf{r})=1$.

Begalinio ilgio laidininko elektros srovė bet kuriame erdvės taške sukuria magnetinį lauką, kurio stiprumas $\mathbf{H}$ surandamas, vektoriškai sudėjus visus atskirų laidininko elementų elektros srovės sukurtus tame taške magnetinio lauko stiprumo elementus $d\mathbf{H}$, taigi

$$\mathbf{H} = \frac{I}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[d\mathbf{l} \frac{\mathbf{r}}{r^3} \right]. \quad (68,3)$$

Magnetinio lauko stiprumo reikšmė

$$H = \frac{I}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dl}{r^2} \cdot \sin(d\mathbf{l}, \mathbf{r}).$$

Apskaičiuokime magnetinio lauko stiprumą elektros srovės apskritos kilpelės (žiedelio) centre, kai kilpelės radiusas yra R ($R = \text{const}$), o srovės stiprumas I . Šiuo atveju $\sin(d\mathbf{l}, \mathbf{r})=1$, nes $(d\mathbf{l}, \mathbf{r}) = \frac{\pi}{2}$. Tokiu būdu,

$$H = \frac{I}{cr^2} \oint dl = \frac{2\pi I}{cR}. \quad (68,4)$$

Elektros srovės stiprumą išreiškę amperais, magnetinio lauko stiprumą nusakysime erstedais (Oe):

$$H = \frac{2\pi \cdot 3 \cdot 10^9 I}{3 \cdot 10^{10} R} = \frac{2\pi I}{10R} \text{ Oe.}$$

Taigi 10 A stiprumo elektros srovė, bėgdama 6,3 cm radiuso apskritimu, jo centre sukuria 1 Oe stiprumo magnetinį lauką.

O dabar apskaičiuokime magnetinio lauko stiprumą taške A , kuris yra nuotolyje $AN=R$ nuo be galo ilgo tiesaus laidininko;

pastaruoju bėga stiprumo I elektros srovė (127 pav.). Šiuo atveju visi dH elementai taške A turi vienodą linkmę, taigi

$$H = \frac{I}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin(d\mathbf{l}, \mathbf{r})}{r^2} dl,$$

$MN = l = R \cdot \operatorname{tg} \alpha$, todėl $dl = \frac{R \cdot d\alpha}{\cos^2 \alpha}$, ir kintant l nuo $-\infty$ iki $+\infty$, α kinta nuo $-\frac{\pi}{2}$ iki $+\frac{\pi}{2}$. Toliau $\sin(d\mathbf{l}, \mathbf{r}) = \sin(90^\circ + \alpha) = -\cos \alpha$ ir $r = \frac{R}{\cos \alpha}$. Taigi

$$H = \frac{I}{c} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \frac{\cos^2 \alpha}{R^2} \frac{R \cdot d\alpha}{\cos \alpha} = \frac{I}{cR} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos \alpha \cdot d\alpha = \frac{2I}{cR}. \quad (68,5)$$

Šiuo atveju magnetinio lauko stiprumas yra atvirkščiai proporcingas nuotoliui nuo laidininko. Šis proporcingumas griežčiau išlaikomas, tik esant R mažam, palyginus su laido ilgiu l .

§ 69. KONVEKCIŲ ELEKTROS SROVĖS. EICHENVALDO TYRIMAS

Judamų elektros krūvių sukurtas magnetinis laukas priklauso tik nuo jų judėjimo greičio, bet visai nepriklauso nuo to, kaip sukeliamas tas judėjimas. Iki šiol nagrinėjome metaliniame laidininke judančių elektros krūvių sukeltą magnetinį lauką. Tačiau elektros krūvių judėjimą galime sukelti ir šiuo būdu. Bet kuriam kūnui galime suteikti elektros krūvį, pvz., galime įelektrinti ebonito arba stiklo rutulėlį, ir tą kūną versti slinkti tam tikru greičiu erdvėje, pvz., įelektrintą rutulėlį galime priversti skrieti apskritimu. Tada kartu su kūnu judės ir elektros krūvis; taigi gausime elektros srovę, kurią taip pat turi lydėti magnetinis laukas. Atliktieji šios rūšies bandymai parodė, kad taip sukelti elektros srovę lydintieji magnetiniai reiškiniai yra visai tapatingi anksčiau aprašytiesiems ir yra nusakomi tokių pat dėsnių. Tai patvirtina toks Eichenvaldo atliktas bandymas. Ant ašies užmauto ebonitinio skritulio briauna aplipdyta plona alavine juostele D (128 pav.). Šliaužiamuoju šepetėliu ir uždėtu ant ašies žiedėliu W toji juostelė įelektrinama iki įtampos U . Skritulio briauną gaubia įžeminta metalinė dėžutė AB , kuri su skritulio alavine juostele sudaro talpumo C kondensatorių. Taigi ant juostelės tu-

rime elektros krūvį $q = UC$. 1 cm ilgio skritulio briaunai tenka elektros kiekis $\frac{q}{2\pi r} = \frac{UC}{2\pi r}$; čia r yra skritulio radiusas. Sukant skritulį greičiu v , skrieja ir elektros krūvis; šiuo būdu sukeltą elektros srovę vadiname *konvekcine elektros srove*. Jos stiprumas

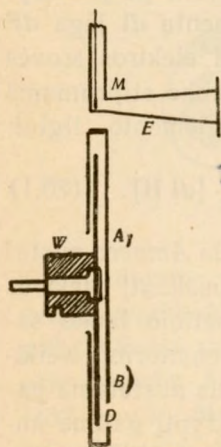
$$I = \frac{UCv}{2\pi r}. \quad (69,1)$$

Tokios konvekcinės elektros srovės magnetinis veikimas tiriamas magnetometru M , kurį sudaro ant siūlelio pakabinta ir galinti laisvai suktis magnetinė rodyklėlė NS . Magnetometras padėtas apsauginėje dėžutėje E . Nesukant skritulio, magnetinės rodyklėlės ašis yra skritulio plokštumoje. Skritulį sukant, magnetinė rodyklėlė pakrypsta beveik statmenai skritulio plokštumai.

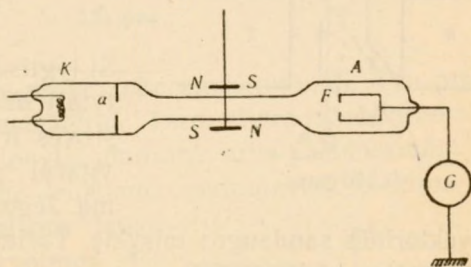
Be šio, buvo atliktas ir toks bandymas. Tarp įelektrinto kondensatoriaus plokštelių sukamas skritulys iš dielektriko. Dėl dielektriko poliarizacijos (§ 15) elektriniame lauke ant skritulio paviršiaus susidaro priešingo ženklo elektros krūviai. Jų sužadintos elektros srovės yra lygaus stiprumo, bet priešingų kryptių.

Tačiau, turint pakankamai storą skritulį, abiejose skritulio pusėse magnetometras nukrypssta į priešingas puses.

Pagaliau, laisvai judančių elektronų sukurtą magnetinį lauką išmatavo Jofė. Išspin-



128 pav.



129 pav.

duliuoti katodo K elektronai, pagreitinti atitinkamos įtampos tarp katodo K ir anodo A , praėję pro angelę a lekia tolygiu greičiu ir, pasiekę Faradėjaus cilindrą F , atiduoda jam savo elektros krūvį (129 pav.). Šio krūvio sukurta elektros srovė matuojama galvanometru G . Ties vamzdžio vidurine dalimi

pakabinamas magnetometras, kurį sudaro magnetėlių astatinė sistema NS . Elektronų srauto sukurtas magnetinis laukas pasuka magnetometro rodyklėlę tam tikru kampu, kuris ir matuojamas. Elektronų srautą galime pakeisti laidininku, kuriuo praleidžiama elektros srovė. Tyrimai parodė, kad magnetometras pakrypsta tokiu pat kampu, kai laidininku bėgančios elektros srovės stiprumas yra lygus stiprumui srovės, kurią sukelia elektronų srautas.

Tokiu būdu, bandymai visai patvirtina teiginį, kad judančių kūnų nešami elektros krūviai sukuria tokį pat magnetinį lauką, kaip ir tuo pačiu greičiu kūnuose (metaluose) slenką elektros krūviai, ir kad vienokiu ar kitokiu būdu sužadinti magnetiniai laukai yra tapatingi.

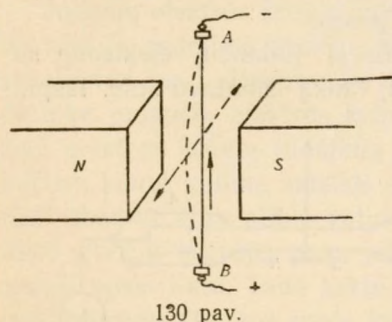
§ 70. MAGNETINIO LAUKO PONDEROMOTORINĖS JĖGOS

Tyrimai rodo, kad magnetinis laukas nukreipia laidininką, kuriuo bėga elektros srovė. Ištieskime palaidai lankstesnę vielą AB tarp stipresnio pasaginio magneto polių NS (130 pav.). Paleidus stipresnę elektros srovę, viela išsilenkia. Buvo nustatyta, kad, kai laidininku bėga stiprumo I elektros srovė ir jis yra stiprumo H magnetiniame lauke, veikianti jo elementą $d\mathbf{l}$ jėga $d\mathbf{F}$

yra proporcinga elektros srovės ir magnetinio lauko stiprumams ir laidininko elemento ilgiui:

$$d\mathbf{F} = \frac{I}{c} [d\mathbf{l} \mathbf{H}]. \quad (70,1)$$

Ši lygtis išreiškia *Ampero* nustatytąją *dėsni*, nusakantį elektros srovės ir magnetinio lauko savitarpį ponderomotorinį veikimą. Jėgos kryptis nustatoma pa-



gal vektorinės sandaugos taisyklę. Tačiau jos kryptį galime nusakyti ir šiuo būdu:

kairės rankos rodomąją pirštą ištieskime magnetinio lauko ($\mathbf{H}$), o vidurinį pirštą — elektros srovės ($d\mathbf{l}$) kryptimi, tai išties-tas nykštys parodo veikiančios jėgos ($d\mathbf{F}$) kryptį (131 pav.).

Veikiančioji jėga yra visada statmena elektros srovės ir magnetinio lauko kryptims. Jos reikšmė

$$dF = \frac{I \cdot dl}{c} H \cdot \sin(\angle d\mathbf{l}, \mathbf{H}). \quad (70,2)$$

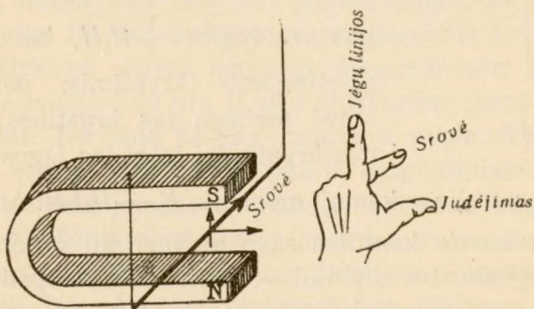
Jei laidininkas, kuriuo bėga elektros srovė, yra baigtinio ilgio l , tai ieškant laidininką veikiančiosios jėgos $\mathbf{F}$, tenka sumuoti visus $d\mathbf{F}$. Tada

$$\mathbf{F} = \frac{I}{c} \int_0^l [d\mathbf{l} \times \mathbf{H}]. \quad (70,3)$$

Kai, pvz., tiesus ilgio l laidininkas yra vienalyčiame stiprumo $\mathbf{H}$ magnetiniame lauke, tai

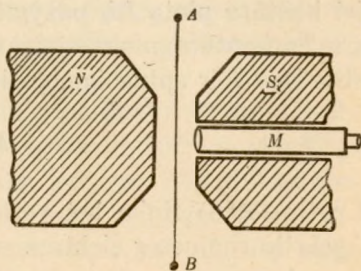
$$\mathbf{F} = \frac{I}{c} \int_0^l [d\mathbf{l} \times \mathbf{H}] = \frac{I}{c} \left[\int_0^l d\mathbf{l} \times \mathbf{H} \right] = \frac{I}{c} [\mathbf{l} \times \mathbf{H}]. \quad (70,4)$$

Magnetinio lauko sukelta ponderomotorinė jėga yra proporcinga laidininku bėgančios elektros srovės stiprumui; ta jėga



131 pav.

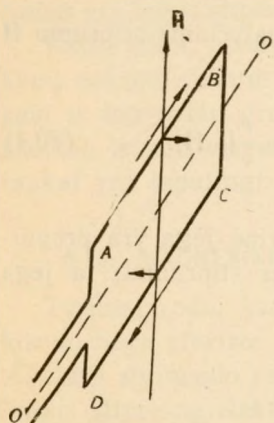
pasinaudojame elektros srovės stiprumui matuoti. Tuo principu veikia *styginiai galvanometrai*. Tarp stipraus elektromagneto polių NS ištiesiamas plonytis platininis arba pasidabruotas kvarcinis siūlelis AB ir juo leidžiama matuojamoji elektros srovė (132 pav.). Magnetiniame lauke jis pakrypsta. Jo pakrypimus stebime mikroskopu M su okuliariniu mikrometru. Pakrypimai yra proporcingi matuojamosios elektros srovės stiprumui ir priklauso nuo magnetinio lauko stiprumo bei siūlelio įtempimo. Keisdami šiuos du paskutinius veiksnius, galime pla-



132 pav.

čiame intervale keisti paties galvanometro jautrumą. Styginiai galvanometrai yra labai jautrūs; jautrumas siekia iki 10^{-12} A. Turėdami mažą inerciją, jie tinka greitai kintančioms elektros srovėms fotografiškai registruoti.

Dabar patalpinkime į vienalytį stiprumo H magnetinį lauką standų išlenktą keturkampiu vielinį laidą $ABCD$ (133 pav.); jo



133 pav.

kraštinės AB ir CD yra statmenos, o BC ir DA — lygiagretės magnetinio lauko kryptčiai. Jis gali laisvai sukis aplink statmeną magnetiniam laukui ir einančią linkme OO' ašį. Kraštinių AB ir CD ilgis yra l_1 , o BC ir DA — l_2 . Keturkampio plokštuma guli išilgai magnetinio lauko. Šiuo atveju ponderomotorinės jėgos veikia tik kraštinės AB ir CD ; jėgos yra lygios $\frac{1}{c} Il_1 H$, bet nukreiptos priešingomis kryptimis, nes elektros srovė perbėga tas kraštines priešingomis kryptimis; taigi tos jėgos sudaro jėgų

dvejėtą ir sukelia sukamąjį momentą $N = \frac{1}{c} Il_1 l_2 H$. Antra vertus, toks elektros srovės kontūras savo magnetiniu veikimu yra tapatingas magnetiniam dipoliui — magnetiniam lapeliui (§ 67). Pažymėkime jo magnetinį momentą M . Vienalyčiame magnetiniame lauke magnetinį dipolį veikia sukamasis momentas (65,1) $N = MH \cdot \sin \alpha$. Šiuo atveju $\alpha = 90^\circ$ ir $\sin \alpha = 1$; taigi $N = MH$. Palyginę pirmąją ir antrąją N išraišką, gauname:

$$M = \frac{1}{c} Il_1 l_2 = \frac{1}{c} IS, \quad (70,5)$$

jei kontūro plotą $l_1 l_2$ pažymėsime raide S . Tokiu būdu, elektros srovės kontūro magnetinis momentas M lygus elektros srovės stiprumo I ir apjuosiamąjo kontūro ploto S sandaugai:

$$M = \frac{1}{c} IS. \quad (70,6)$$

Lygtis (70,6) tinka bet kurios formos elektros srovės kontūrai. Apskrito radiuso r elektros srovės kontūro magnetinis momentas

$$M = \frac{1}{c} \pi r^2 I.$$

Atome skriejantis aplink branduolį radiuso r apskritimu elektronas sukelia apskritimu bėgančią elektros srovę. Jei elektrono kampinis greitis yra ω , tai jo skriejimo dažnumas bus $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$. Pro orbitos skerspiuvį per 1 s pernešamas elektros kiekis yra $I = e\nu = \frac{e\omega}{2\pi}$; čia e reiškia elementarų elektros krūvį. Sukurtas magnetinis momentas

$$M = \frac{1}{c} \pi r^2 \frac{e\omega}{2\pi} = \frac{1}{2} \frac{1}{c} e\omega r^2. \quad (70,7)$$

Taip aiškinama atomų teorijoje atomų magnetinių ypatybių kilmė.

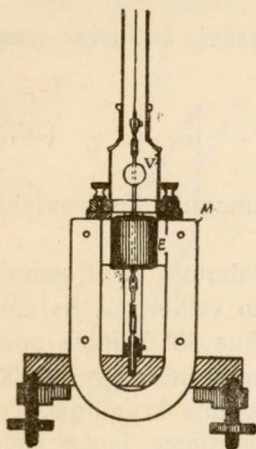
Dabar grįžkime vėl prie iš pradžių paimtojo keturkampio elektros srovės kontūro. Sukamojo momento veikiamas, jis sukisis, sukamasis momentas mažės ir, pasisukus 90° kampui, pasidarys lygus nuliui, nes tada abi ponderomotorinės jėgos veiks vienoje linijoje, tik bus nukreiptos priešingomis kryptimis. Tokiu būdu, elektros srovės kontūras magnetiniame lauke stengiasi taip pasisukti, kad pro jį eitų didžiausias magnetinių jėgų linijų skaičius. Tik tada jis yra pastovioje pusiausvyroje.

Elektros srovės kontūro sukimasis magnetiniame lauke labai plačiai panaudojamas praktikos reikalams. Imkime kad ir tokį atvejį. Kontūrai pasisukus į pastovią pusiausvyros padėtį ir iš inercijos ją šiek tiek praėjus, pakeiskime kontūre elektros srovės kryptį. Tada kontūras suksis toliau. Tinkamu laiku (pasisukus puse apsisukimo) keisdami kontūre bėgančios elektros srovės kryptį, galėsime priversti kontūrą sukintis nepaliaujamai ir atlikti mechaninį darbą, pvz., sukti stakles ir pan. Šiuo principu statomi nuolatinės elektros srovės elektriniai varikliai.

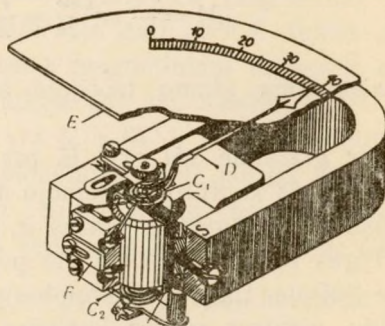
Sukamasis momentas yra porporcingas kontūrų bėgančios elektros srovės stiprumui. Todėl kontūro sukimusi vienalyčiame magnetiniame lauke pasinaudojame elektros srovės stiprumui matuoti. Šiuo principu veikia veidrodiniai galvanometrai, ampermetrai ir voltmetrai.

Galvanometrą sudaro tarp pasaginio magneto M polių ant plonos vielelės pakabinta ritė S (134 pav.). Ji apžioja geležinę šerdelę E . Iš pradžių ji pasukama taip, kad jos vijų plokštuma gulėtų lygiagrečiai magnetinio lauko jėgų linijoms. Elektros srovei bėgant rite, ji stengiasi taip pasisukti, kad pro jos vijų plokštumą eitų kuo didžiausias jėgų linijų skaičius. Tačiau šiam

jos sukimuisi priešinasi užsukamos pakabinimo vielelės elastingosios jėgos. Pusiausvyroje ponderomotorinis ir elastingųjų jėgų sukamieji momentai yra lygūs. Ritės pasisukimo kampą paprastai išmatuojame veidrodiniu būdu, sekdami galvanometro veidrodėlio V pasisukimą žiūronu arba stebėdami šviesos zuikelio slinkimą skalėje. Ampermetruose bei voltmetruose ritės



134 pav.



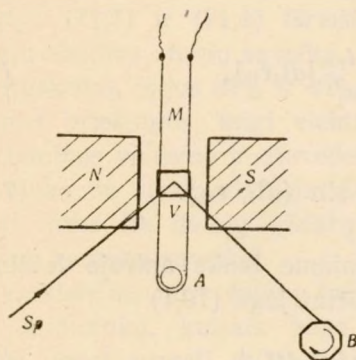
135 pav.

A sukimosi ašelė padėta guoliuose C_1 ir C_2 , o pati ritė palaikoma tam tikroje padėtyje pritvirtintų prie ašies spyruoklių. Šiuose prietaisuose ritės pasisukimą parodo sujungta su ritės ašele rodyklėlė D , kuri, ritei sukantis, slenka skale E (135 pav.).

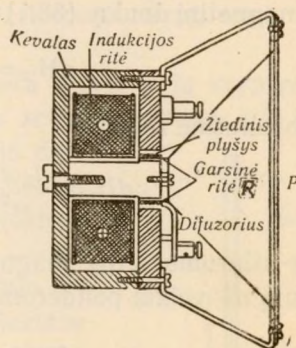
Leidžiant pro magnetiniame lauke galintį sukis kontūrą kintamą elektros srovę, jis, sekdamas elektros srovės krypties pakitimus, suksis į vieną ir į kitą pusę, žinoma, jei jo inercija nebus didelė. Kuo mažesnė bus jo inercija, tuo jis labiau pajęgs sekti dažnesnius elektros srovės kitimus. Toks būdas kintamoms elektros srovėms vizualiai bei fotografiškai tirti naudojamas *vibraciniuose galvanometruose*. Šių galvanometrų sukamu kontūru yra per skridinėlį A permesta stipriame magnetiniame lauke NS plonos vielos kilpelė M . Kilpelėje įspraustas lengvutis veidrodėlis V (136 pav.). Kilpele bėgant kintamajai elektros srovei, kilpelė kartu su veidrodėliu pakreipiama tai į vieną, tai į kitą pusę. Šviesos spindulėlis Sp (zuikelis), atsispindėjęs nuo veidrodėlio, krinta į besisukantį veidrodį arba, apklotą fotografinę juostelę, būgną B , kuris šviesos zuikelio virpėjimus išskleidžia statmena veidrodėlio svyravimams kryptimi. Šiuo būdu pasidaro matoma arba fotografinėje juostelėje įrašoma kreivė,

vaizduojanti veidrodėlio virpesius, taigi ir elektros srovės kitimus. Vibracinių galvanometrų sukamosios dalies (kilpelės ir veidrodėlio) inercija yra tiek maža, kad šiais galvanometrais galime sekti aukšto (iki 20 000 Hz) dažnumo virpesius.

Kontūrų sukimusi magnetiniame lauke remiasi ir elektrodinaminių garsiakalbių veikimas. Garso bangas spinduliuojan-



136 pav.



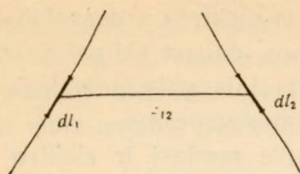
137 pav.

tis paviršius P tvirtai surišamas su rite R , patalpinta į stiprų elektromagneto magnetinį lauką (137 pav.). Kintamąją elektros srovę leidžiant rite, ją veikia kintamoji ponderomotorinė jėga, proporcinga sandaugai HI . Tos jėgos veikiamą ritę virpina garsinio dažnumo elektros srovė.

§ 71. ELEKTROS SROVIŲ SĄVEIKA

Jau žinome, kad aplink laidininką, kuriuo bėga elektros srovė, susidaro magnetinis laukas (§ 67). Antra vertus, kiekvieną laidininką, kuriuo bėga elektros srovė, magnetiniame lauke veikia ponderomotorinė jėga (§ 70). Todėl du einą šalia vienas kito laidininkai, kai jais bėga elektros srovė, turi veikti vienas kitą. Žinodami vieno laidininko elektros srovės magnetinio lauko stiprumą ir to lauko bei antrojo laidininko srovės sąveikos ponderomotorinę jėgą, galėsime nustatyti abiejų srovių sąveiką.

Tarp dviejų elektros srovių veikianti ponderomotorinė jėga priklauso nuo laidininkų formos ir jų geometrinės konfigūracijos; todėl, norėdami nusakyti elektros srovių ponderomotorinio veikimo dėsningumą, iš pradžių išreiškiame sąveikos jėgą



138 pav.

tarp laidininkų elementų dl_1 ir dl_2 (138 pav.). Pažymėkime jais bėgančių elektros srovių stiprumus I_1 ir I_2 ; jungiantį elementų vidurinius taškus radiusą vektorių $\mathbf{r}_{12}$. Pirmojo laidininko elemento dl_1 elektros srovė sukuria antrojo elemento dl_2 vietoje stiprumo

$d\mathbf{H}_{12}$ magnetinį lauką (68,1):

$$d\mathbf{H}_{12} = \frac{I_1}{c r_1^3} [dl_1 \mathbf{r}_{12}], \quad (71,1)$$

o jo absoliutinė reikšmė

$$dH_{12} = \frac{I_1 \cdot dl_1}{c r_{12}^2} \cdot \sin(\mathbf{dl}_1, \mathbf{r}_{12}). \quad (71,1a)$$

Esantį stiprumo $d\mathbf{H}_{12}$ magnetiniame lauke antrojo laidininko elementą dl_2 veikia ponderomotorinė jėga (70,1)

$$d\mathbf{F}_{12} = \frac{I_2}{c} [dl_2 d\mathbf{H}_{12}], \quad (71,2)$$

o jos absoliutinė reikšmė

$$dF_{12} = \frac{I_2 \cdot dl_2}{c} \cdot dH_{12} \cdot \sin(\mathbf{dl}_2, d\mathbf{H}_{12}). \quad (71,2a)$$

Išstatę $d\mathbf{H}_{12}$ ir dH_{12} reikšmes į (71,2) ir (71,2a), gauname:

$$d\mathbf{F}_{12} = \frac{I_1 I_2}{c^2 r_{12}^3} [dl_2 [dl_1 \mathbf{r}_{12}]], \quad (71,3)$$

ir jos absoliutinė reikšmė

$$dF_{12} = \frac{I_1 I_2}{c^2 r_{12}^2} \cdot dl_1 \cdot dl_2 \cdot \sin(\mathbf{dl}_1, \mathbf{r}_{12}) \cdot \sin(\mathbf{dl}_2, d\mathbf{H}_{12}). \quad (71,3a)$$

Tokiu būdu,

pirmojo laidininko elementas dl_1 veikia antrąjį dl_2 jėga, proporcinga abiejų elektros srovių stiprumams I_1 ir I_2 ir atvirkščiai proporcinga elementų nuotolio r_{12} kvadratui.

Jėgos kryptis surandama šiuo būdu: iš pradžių dešiniuoju sraigtu nustatome magnetinio lauko $d\mathbf{H}_{12}$ kryptį, o jau vėliau kairiosios rankos taisykle surandame $d\mathbf{F}_{12}$ kryptį.

Lygiai taip pat samprotaudami, galėsime surasti ir jėgą $d\mathbf{F}_{21}$, kuria laidininko elementas dl_2 veikia elementą dl_1 . Bet ją galime nustatyti ir paprasčiau; užtenka lygtyje (71,3) sukeisti vie-

tomis ženkliaukus 1 ir 2 ir ženklą + pakeisti ženklu —, nes $r_{12} = -r_{21}$, bet $r_{12} = r_{21}$. Tokiu būdu,

$$dF_{21} = - \frac{I_1 I_2}{c^2 r_{21}^3} [dl_1 [dl_2 r_{21}]] \quad (71,4)$$

ir

$$dF_{21} = \frac{I_1 I_2}{c^2 r_{21}^2} \cdot dl_1 \cdot dl_2 \cdot \sin(\angle l_2, r_{21}) \cdot \sin(\angle dl_1, dH_{21}). \quad (71,4a)$$

Lygtys (71,3) ir (71,4) išreiškia *Ampero dėsnį*, kuris nusako dviejų elektros srovių sąveiką.

Apskritai, jėgos dF_{21} ir dF_{12} nėra lygios ir jų kryptys ne visuomet priešingos, taigi elektros srovių sąveikai III Niutono mechanikos veiksmo ir atoveiksmio dėsnis tinka ne visais atvejais. Šis dėsnis visai tinka tik dviejų uždarytų elektros srovės kontūrų sąveikai.

Veikiančiai tarp dviejų baigtinio ilgio laidininkų, kuriais bėga elektros srovė, jėgai surasti reikia lygtį (71,3) suintegruoti.

Paimkime du be galo ilgus lygiagrečius laidininkus, kuriais bėga tos pačios krypties stiprumo I_1 ir I_2 elektros srovės (139 pav.). Nuotolis tarp jų yra R . Tada pirmosios (I_1) elektros srovės antrojo laidininko vietoje sukurtą magnetinio lauko stiprumas (68,5)

$$H_1 = \frac{2I_1}{cR}.$$

Magnetinio lauko jėgų linijos statmenos 139 pav. plokštumai ir eina į priekį. Pagal Ampero dėsnį veikianti antrojo (I_2) laidininko elementą dl_2 ponderomotorinė jėga (71,2a)

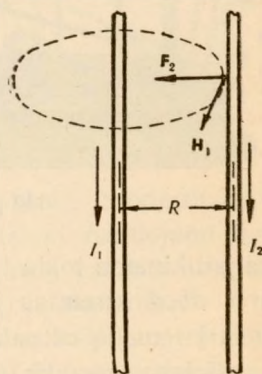
$$dF_2 = \frac{H_1 I_2 \cdot dl_2}{c} = \frac{2I_1 I_2}{c^2 R} \cdot dl_2.$$

Jos kryptis yra statmena dl_2 ir ji nukreipta į I_1 . Veikianti ilgio l laidą jėga

$$F_2 = \frac{2I_1 I_2}{c^2 R} \cdot l.$$

Tokiu būdu,

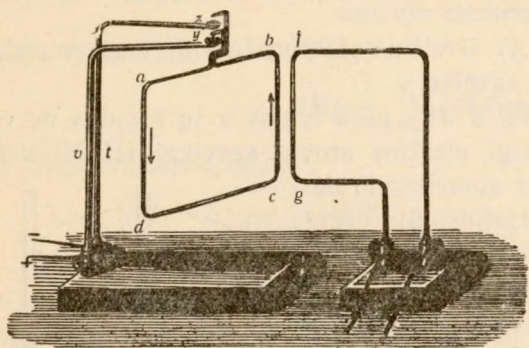
lygiagrečius laidas, kuriais bėga vienodos linkmės elektros srovės, veikia traukos jėga, proporcinga elektros srovių stiprumų



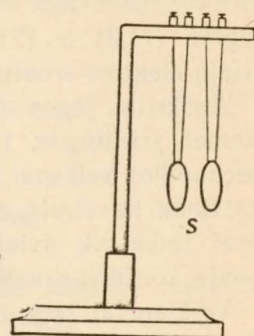
139 pav.

sandaugai ir atvirkščiai proporcinga laidininkų statmenam nuotoliui. Elektros srovės bėgant priešingomis linkmėmis tarp jų veikia tokio pat dydžio atstūmimo jėga.

Apskritai, laisvai judantieji elektros srovės laidininkai pakrypsta visada taip, kad juose bėgančių elektros srovių kryptys būtų lygiagretės ir jos bėgtų ta pačia linkme. Kad taip iš tikrųjų



140 pav.



141 pav.

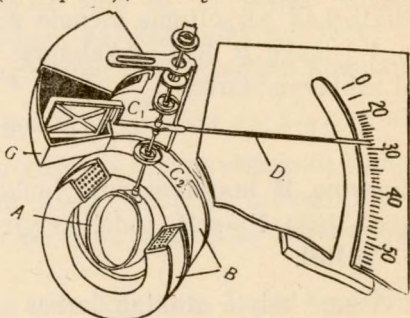
yra įsitikinama tokiu tyrimu. Keturkampiu išlenktas vielinis kontūras *abcd* atremtas jo galuose esančiomis smailiomis adatėlėmis į rėmelių *vt* palaikomus dubenėlius *x* ir *y* su gyvsidabriu ir gali laisvai suktis (140 pav.). Šalia jo pastatomas antras keturkampis elektros srovės kontūras; abiejų kontūrų kraštinės *bc* ir *fg* eina lygiagrečiai. Kontūrais paleidžiama elektros srovė. Kai šalia abiejų kontūrų esančiose kraštinėse elektros srovė bėga viena linkme, judamasis kontūras traukiamas sukasi ir artėja prie antrojo kontūro kraštinės, o kai bėga priešingomis linkmėmis, judamasis kontūras sukasi priešinga kryptim, toldamas nuo antrojo kontūro kraštinės.

Elektros srovių savitarpį veikimą galime stebėti ir šiuo būdu. Prie medinio stovo prikabinotos viena šalia kitos dvi susuktos į spiralę juostinės ritės *S* (141 pav.); jomis leidžiame elektros srovę. Kai abiejose ritėse bėga tos pačios krypties elektros srovė, tai jos suartėja, o kai priešingos krypties — nutolsta. Arba susuktos į spiralę vielos vienas galas pritvirtinamas prie stovo, antras įmerkiamas į indelį su gyvsidabriu. Paleidus spiralę elektros srovę, spiralės vijose lygiagretės srovės prisitraukia; spiralė sutrumpėja, apatinis jos galas iškyla iš gyvsidabrio ir elektros

srovė nutrūksta. Tada spiralė išsitiesia ir vėl apatinis spiralės galas nugrimzta į gyvsidabrį. Spiralė periodiškai svyruoja.

Elektros srovių sąveika pagrįstas kai kurių elektrodinaminių matavimo prietaisų veikimas. Tokius prietaisus sudaro dvi vie-

na į antrą įdėtos ritės *A* ir *B* (142 pav.), kurių viena *A* atremta ir palaikoma spyruoklių *C*₁ ir *C*₂ (arba pakabinta) gali suk-



142 pav.

tytis. Paleidus pro jas abi elektros srovę, judamoji kreipiama taip, kad jos vijos pasidarytų lygiagrečios pirmosios ritės vijoms ir kad jose abiejose elektros srovė bėgtų ta pačia kryptimi. Sujungta su antrosios ritės ašimi rodyklė *D* paslenka ties skale su pada-

lomis ir parodo matuojamojo dydžio reikšmę. Slopintuvas *G* slopina sistemos svyravimus. Tokie prietaisai naudojami kintamos elektros srovės dydžiams matuoti, nes, pakitus abiejose ritėse elektros srovės kryptį, sąveika tarp jų nepakitės.

Stiprių srovių prietaisuose, pvz., dinamomašinuose, transformatoriuose, dėl atskirose jų dalyse (vijose) bėgančių srovių sąveikos veikia stiprios ponderomotorinės jėgos. Kaimyninės vijos, kuriose elektros srovė bėga lygiagrečiai, stipriai traukia, o kuriose srovė bėga priešingomis kryptimis — stumia viena kitą. Todėl statant stiprių elektros srovių prietaisus, reikia pasirūpinti gera izoliacija, kuri atlaikytų kilusį apvijose slėgimą, nes susidaro pavojus apvijoms suirti.

§ 72. ELEKTROS SROVĖS MAGNETINIO LAUKO YPATYBĖS

Elektrostatinio lauko ypatybės nusakomos šiomis dviem lygtimis (8,7):

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{S} = 4\pi q \text{ ir } \oint \mathbf{E} d\mathbf{l} = 0.$$

Jos nurodo, kad elektrostatinis laukas yra *versmės besūkurinis jėgų laukas*, jis dar vadinamas *potencialiniu lauku*.

Dabar susipažinkime nuodugniau su elektros srovės sukuriamo magnetinio lauko ypatybėmis. Jau nustatėme, kad šio ir, apskritai, bet kurio magnetinio lauko jėgų linijos neturi nei

pradžios, nei galo; jos yra uždaros ir sudaro sūkurius. Nors ir neturime tikrųjų magnetinių polių, bet magnetinį lauką apibūdinkime magnetine įtampa U_m ir ją nusakykime lygiai taip, kaip nusakėme elektrinę įtampą (§ 8): magnetinė įtampa U_m tarp dviejų lauko taškų A ir B išreiškiama darbu, kurį reikia atlikti, kad perkeltume vieneto stiprumo magnetinį polių iš taško A į tašką B . Kai perkeliamas stiprumo m magnetinis polius, tai atliktasis darbas

$$W = mU_m. \quad (72,1)$$

Stiprumo H magnetiniame lauke stiprumo m magnetinį polių veikia jėga $F = mH$, todėl kelyje $d\mathbf{l}$ bus atliktas darbas $dW = -mHd\mathbf{l}$.

O visame kelyje atliktas darbas

$$W = -m \int H d\mathbf{l}. \quad (72,2)$$

Tokiu būdu, magnetinio lauko, kaip ir elektrinio, magnetinė įtampa U_m tarp dviejų lauko taškų A ir B taip išreiškiama:

$$U_m = - \int_A^B H d\mathbf{l}. \quad (72,3)$$

Paimkime tiesų laidininką, kuriuo bėga elektros srovė I , ir aplink jį radiuso r apskritimu apneškime stiprumo m polių. Nuotolyje r magnetinio lauko stiprumas $H = \frac{2I}{cr}$, kelio ilgis $l = 2\pi r$. Šiuo atveju atliktasis arba gautasis (priklausomai nuo slinkimo krypties) darbas

$$W = \pm m \oint H d\mathbf{l} = \pm m \oint \frac{2I}{cr} \cdot d\mathbf{l} = \pm m \frac{2I}{cr} 2\pi r = \pm m \frac{4\pi I}{c}. \quad (72,4)$$

Perkėlus magnetinį polių n kartų, atliktasis darbas

$$W = \pm m \frac{4\pi I}{c} n. \quad (72,5)$$

Darbas visai nepriklauso nuo apskritimo radiuso. Ir, apskritai, atliktasis darbas nepriklauso nuo uždaro kelio formos, nes bet kurios formos kelią galime vaizduotis suskaidytą į be galo mažus kelio elementus, kurie yra arba koncentriško laidininkui apskritimo dalis, arba eina radialiai. O slenkant radiusu

(t. y. statmenai jėgų linijoms), neatliekama jokio darbo. Be to, darbas nepriklauso ir nuo laidininko formos.

Kai magnetinis polius pernešamas uždaru, bet ne juosiančiu laidininką ($I=0$) keliu, tai atliktasis darbas bus lygus nuliui.

Tokiu būdu, magnetinio lauko įtampa tarp dviejų lauko taškų nėra vienareikšmė. Ji priklauso nuo to, ar kelias, išilgai kurio matuojama magnetinė įtampa, apjuosia elektros srovę ir kiek kartų juosia. Apskritai, magnetinio lauko įtampa, apėinant (vieną kartą) uždara kreivė l , yra lygi $\frac{4\pi I}{c}$, kur $I=\sum I_k$ yra algebrinė visų kreivės apjuosiamų elektros srovių stiprumų suma. Kai $I=0$, t. y. kreivė apjuosia tokias elektros sroves, kurių $\sum I_k=0$ arba visai jų neapjuosia ($I_k=0$), magnetinė įtampa lygi nuliui, $U_m=0$.

Ši išvada yra pagrindinis ne tik nuolatinių, bet ir lėtai kintančių (kvazistacionarių) elektros srovių dėsnis; jis išreiškiamas taip:

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = \frac{4\pi I}{c}. \quad (72,6)$$

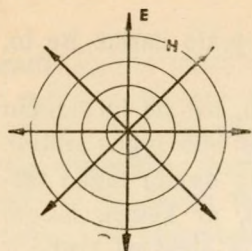
Kartais dydį $\frac{4\pi I}{c}$ vadiname *magnetovaros jėga*, analogiškai elektrovaros jėgai $\oint \mathbf{E} d\mathbf{l}$. Pastaroji lygtis rodo, kad magnetinis laukas yra sūkurinis, grynai beversmis laukas. Jo jėgų linijos yra arba uždaros, neturinčios nei pradžios, nei galo kreivės, arba jos prasideda ir pasibaigia begalybėje. Sūkuriniame lauke jėgų linijų srautas pro bet kurį uždara paviršių lygus nuliui:

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{S} = 0, \quad (72,7)$$

nes, esant uždaroms jėgų linijoms, kiek jų įeina pro paviršių vidun, tiek jų turi ir išeiti iš uždaro paviršiaus laukan. Tokiu būdu, magnetinis laukas yra sūkurinis beversmis laukas, dar vadinamas *solenoidiniu jėgų lauku*. Jo ypatybės nusakomos šiomis dviem lygtimis:

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{S} = 0 \text{ ir } \oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = \frac{4\pi I}{c}. \quad (72,8)$$

Aplink bet kurį elektros krūvį susidaro elektrinis laukas, jo jėgų linijos eina radialiai, jeigu artimiausioje aplinkoje nėra kitų elektros krūvių. Judant šiam krūviui, aplink jį susidaro ir magnetinis laukas; pastarojo jėgų linijos apsupa koncentriniais



143 pav.

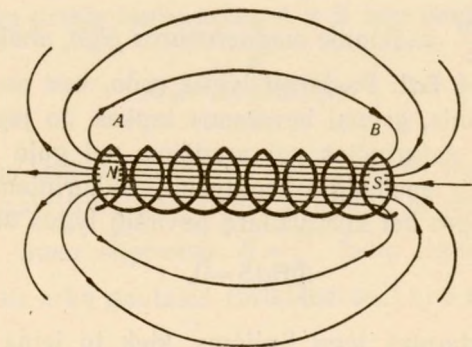
apskritimais elektros krūvio judėjimo kryptį. 143 pav. pavaizduotos elektros krūvio, judančio statmenai paveikslo plokštumai, elektrinio ir magnetinio lauko jėgų linijos E ir H . Jos yra statmenos tarp savęs ir statmenos elektros krūvio judėjimo kryptčiai.

§ 73. SOLENOIDO MAGNETINIS LAUKAS

Solenoido, kuriuo bėga stiprumo I elektros srovė, magnetinio lauko įtampa išreiškiama taip (144 pav.):

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_{SN} \mathbf{H} d\mathbf{l} + \int_{NABS} \mathbf{H} d\mathbf{l} = n \frac{4\pi I}{c}. \quad (73,1)$$

Solenoido išorėje magnetinio lauko stiprumas $\mathbf{H}$, palyginus su jo stiprumu solenoido viduje, yra labai mažas, todėl daug



144 pav.

neklysdami lygties (73,1) kairės pusės antrąjį integralą galime atmesti. Solenoido viduje $\mathbf{H} = \text{const}$; tokiu būdu,

$$\mathbf{H} \int_{SN} d\mathbf{l} = Hl = n \frac{4\pi I}{c}, \quad (73,2)$$

čia l yra solenoido ilgis. Iš lygties (73,2)

$$H = \frac{4\pi}{c} \frac{nI}{l}. \quad (73,3)$$

Uždaramame solenoide (toroide) magnetinio lauko jėgų linijos beveik neišsisklaido, o visos eina viduje solenoido. Kai solenoido radiusas r , tai $l = 2\pi r$ ir

$$H = \frac{4\pi}{c} \frac{nI}{2\pi r} = \frac{2nI}{cr}, \quad (73,4)$$

o solenoido išorėje $H = 0$.

Solenoido vijų skaičiaus n ir tomis vijomis bėgančios elektros srovės stiprumo I sandauga nI vadinama *ampervijų skaičiumi*; $\frac{nI}{l}$ išreiškia ampervijų skaičių ilgio vienetu (1 cm). Kai elektros srovės stiprumą I išreiškiame amperais, o solenoido ilgį l centimetrais, tai išreikštas erstedais (Oe) magnetinio lauko stiprumas

$$H = \frac{4\pi}{3 \cdot 10^{10}} \frac{3 \cdot 10^9 nI}{l} = 0,4\pi \frac{nI}{l} \text{ Oe}. \quad (73,5)$$

Taigi solenoido viduje magnetinio lauko stiprumas yra lygus ampervijų viename centimetre skaičiui, padauginant iš daugiklio $0,4\pi$. Pasinaudodami šiuo paprastu ryšiu tarp elektros srovės ir jos sukurto magnetinio lauko stiprumo, galime nusakyti magnetinio lauko stiprumo vienetą MKSA vienetų sistemoje. Jis vadinamas *ampervija metre* $\left(\frac{\text{Av}}{\text{m}}\right)$. Solenoide susidaro $1 \frac{\text{Av}}{\text{m}}$ stiprumo magnetinis laukas tada, kai (matuojant išilgai solenoido ašies) 1 metre turime 1 viją ir ja bėga 1 A stiprumo elektros srovė. Šiais vienetais reiškiant, solenoido magnetinio lauko stiprumas

$$H = \frac{nI}{l} \frac{\text{Av}}{\text{m}}. \quad (73,6)$$

Pagal nusakymą $1 \frac{\text{Av}}{\text{m}} = 4\pi \cdot 10^{-3} \text{ Oe}$.

§ 74. ELEKTROMAGNETINĖ IR MKSA ELEKTRINIŲ IR MAGNETINIŲ VIENETŲ SISTEMA

Susidariusio aplink laidininko elementą, kuriuo bėga elektros srovė, magnetinio lauko stiprumas dH (68,1) yra tiesiog proporcingas elektros srovės stiprumui, taigi prabėgančiam pro skerspiūvį elektros kiekiui ir atvirkščiai proporcingas nuotolio kvadratui. Išreikšdami dH , įvedėme proporcingumo koeficien-

tą $\frac{1}{c}$. Dydis c yra labai svarbus fizikoje. Jis turi *CGSE* vienetų sistemoje greičio dimensiją:

$$[c] = \frac{[I][dl]}{[dH][r^2]} = \text{cm s}^{-1},$$

o jo skaitinė reikšmė, Maksvelo nusakyta teoriškai ir Veberio bei Stoletovo išmatuota eksperimentiškai, yra lygi šviesos sklaidimo vakuume greičiui.

Elektros srovės stiprumui išreikšti parinkime tokį vienetą, kad c galėtume prilyginti vienetui. Taip parinktas elektros srovės stiprumo vienetas turėtų būti c kartų didesnis už *CGSE* elektros srovės stiprumo vienetą ir turėtų jau kitokią dimensiją. Tada Bio-Savaro dėsnį (§ 68) reiktų taip išreikšti:

$$dH = \frac{I \cdot dl}{r^2} \cdot \sin(dl, r).$$

Tokiu būdu, parinkus naują elektros srovės stiprumui reikšti vienetą, atitinkamai pasikeistų ir kitų elektrinių dydžių vienetai ir tų dydžių dimensija. Jie sudaro jau naują, vadinamą *elektromagnetine*, arba *CGSM*, *elektrinių vienetų sistemą*. Pabandykime nustatyti dažniausiai sutinkamų elektrinių dydžių dimensiją. Elektros srovės stiprumo dimensiją šioje vienetų sistemoje lengviausiai galime susekti iš Ampero dėsnio, kurį išreiškia (71,3) lygtis. Ji rodo, kad jėgos ir elektros srovės kvadrato dimensijos yra vienodos, nes

$$[F] = \frac{[I^2][dl^2]}{[r^2]}.$$

Tokiu būdu, *CGSM* vienetų sistemoje

$$[I] = \sqrt{[F]} = g^{\frac{1}{2}} \text{cm}^{\frac{1}{2}} \text{s}^{-1}.$$

O dabar jau surasime ir kitų dydžių dimensiją:

$$\text{elektros kiekio: } [dq] = [I][dt] = g^{\frac{1}{2}} \text{cm}^{\frac{1}{2}};$$

$$\text{elektrinio lauko stiprumo: } [E] = \frac{[F]}{[q]} = g^{\frac{1}{2}} \text{cm}^{\frac{1}{2}} \text{s}^{-2};$$

$$\text{elektrinės įtampos: } [U] = \frac{[W]}{[q]} = g^{\frac{1}{2}} \text{cm}^{\frac{3}{2}} \text{s}^{-2};$$

$$\text{elektrinio talpumo: } [C] = \frac{[q]}{[U]} = \text{cm}^{-1} \text{s}^2;$$

$$\text{elektrinės varžos: } [R] = \frac{[U]}{[I]} = \text{cm s}^{-1}.$$

Kai elektros srovės stiprumas, išmatuotas *CGSE* elektrinių vienetų sistemoje yra I_e , o *CGSM* — I_m , tai jos stiprumo skaitinė reikšmė pirmoje sistemoje yra c kartų didesnė už jos skaitinę reikšmę antroje sistemoje, taigi

$$I_e = c I_m;$$

lygiai taip pat ir

$$e_e = c e_m.$$

Pasinaudodami elektrinių dydžių ryšiais, rasime tokius tų dydžių skaitinių reikšmių abiejose, *CGSE* ir *CGSM*, sistemose santykius:

$$E_e = \frac{E_m}{c^2}; \quad U_e = \frac{U_m}{c}; \quad C_e = c^2 C_m; \quad R_e = c^2 R_m.$$

Konstanta c , kuri kartais vadinama *šviesos greičiu*, iš tikrųjų yra iš esmės elektromagnetinis dydis; elektrodinamikoje ji vadinama *kritiniu greičiu*. Jos dydis atitinka šviesos greitį tik todėl, kad patys šviesos reiškiniai yra elektromagnetinės prigimtys. Šių dviejų, kritinio ir šviesos sklidimo, greičių lygybę patvirtino ir eksperimentiniai matavimai. Kritinis greitis buvo išmatuotas šiuo būdu. Ebonitinio skritulio pakraštėlyje buvo sudarytas žinomo talpumo didelis kondensatorius. Jis sudarytas iš dviejų plonyčių metalinių lapelių, užlipytų ant skritulio. Kondensatorius įelektrintas. Jo talpumą galime apskaičiuoti, nustatę jo matmenis, o įtampą — absoliutiniu elektrometru. Taigi įelektrinto kondensatoriaus turimas elektros kiekis nustatomas iš absoliutinių matavimų.

Sukant skritulį kartu su kondensatoriumi bus pernešamas tam tikras elektros kiekis. Gausime konvekinę elektros srovę (§ 69), kurios stiprumą surasime iš skritulio apsisukimų skaičiaus per 1 s ir nešamo elektros kiekio kondensatoriuje. Šiuo keliu nustatytas elektros srovės stiprumas I_e bus išreikštas *CGSE* elektrinių vienetų sistemoje. Antra vertus, taip sukeltos apskritiminės elektros srovės kontūro centre susidarys stiprumo H magnetinis laukas, kurį išmatuojame, o iš formulės $H = \frac{2\pi I}{r}$ (68,4) išskaičiuojame elektros srovės stiprumą I_m *CGSM* elektrinių vienetų sistemoje. Palyginę I_e ir I_m skaitines reikšmes nustatome ir kritinio greičio c reikšmę. Šios rūšies Veberio ir Stoletovo atlikti eksperimentiniai tyrimai parodė, kad c yra tikrai lygi šviesos sklidimo greičiui: $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/s.

Šalia 3 pagrindinių dydžių sistemų, kokia yra, pvz., CGS (o elektrodinamikoje CGSE bei CGSM), naudojamos 4, o kartais 5 ir daugiau pagrindinių dydžių vienetų sistemos. Jas sudaro 3 mechanikos pagrindiniai dydžiai; elektriniams ir magnetiniams dydžiams nusakyti ketvirtuoju pagrindiniu dydžiu parenkamas elektros srovės stiprumo vienetas. Pridėjus termodinamikoje temperatūros vienetą (laipsnį), o fotometrijoje — pagrindinį fotometrijos vienetą, gaunama visai fizikai bendra vienetų sistema. Tokia sistema yra *absoliutinė praktinių vienetų MKSA sistema*.

MKSA vienetų sistemoje pagrindiniai dydžiai yra *metras, kilogramas, sekundė ir amperas* (0,1 CGSM elektros srovės stiprumo vieneto dalis). MKSA vienetų sistemos esti *neracionalizuotos* ir *racionalizuotos*. Pirmojoje, neracionalizuotoje MKSA vienetų sistemoje, elektrinių ir magnetinių reiškinių dėsniai išreiškiami tokiais pat, kaip ir CGSE bei CGSM sistemose formulėmis. Į kai kurias jų, dažniau naudojamas, pvz., Gauso-Ostrogradskio teoremos, plokščio kondensatoriaus talpumo, magnetinio lauko stiprumo ir kt., formules įeina skaitinis daugiklis 4π . Tinkamai pakeitus jas, galima atsikratyti to daugiklio; žinoma, jis tada įeis į kitas, rečiau naudojamas formules. Tuomet turėsime racionalizuotą MKSA vienetų sistemą.

Racionalizuotos MKSA vienetų sistemos formules gauname, padarę tokius pakeitimus: dielektrinę konstantą ϵ pakeičiame $\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi} \epsilon$, indukcijos vektorių $D - D_0 = \frac{1}{4\pi} D$, magnetinį pralaidumą $\mu - \mu_0 = 4\pi\mu$ ir magnetinio lauko stiprumą $H - H_0 = -\frac{1}{4\pi} H$. Visos formulės, į kurias neįeina šie dydžiai, abiejose, racionalizuotoje ir neracionalizuotoje, sistemose yra vienodos. Pažymėti žyme ($_0$) dydžiai priklauso vakuumui, o be žymės — medžiaginei aplinkai.

12 lentelė

Santykiai tarp elektrinių ir magnetinių dydžių vienetų
CGSM, CGSE ir MKSA sistemose

CGSM sistemos vienetai	CGSE sistemos vienetai	1 CGSM 1 CGSE	MKSA sistemos vienetai
Elektros kiekis q 1 CGSM $_q$	1 CGSE $_q$	c	1 C=0,1 CGSM $_q$ = = $3 \cdot 10^9$ CGSE $_q$
Srovės stiprumas I 1 CGSM $_I$	1 CGSE $_I$	c	1 A=0,1 CGSM $_I$ = = $3 \cdot 10^9$ CGSE $_I$

CGSM sistemos vienetai	CGSE sistemos vienetai	$\frac{1 \text{ CGSM}}{1 \text{ CGSE}}$	MKSA sistemos vienetai
Elektrinė įtampa U 1 CGSM_U	1 CGSE_U	$\frac{1}{c}$	$1 \text{ V} = 10^8 \text{ CGSM}_U =$ $= \frac{1}{300} \text{ CGSE}_U$
Elektrinio lauko stiprumas E 1 CGSM_E	1 CGSE_E	$\frac{1}{c}$	$1 \frac{\text{V}}{\text{m}} = 10^6 \text{ CGSM}_E =$ $= \frac{1}{3 \cdot 10^4} \text{ CGSE}_E$
Elektrinis talpumas C 1 CGSM_C	1 CGSE_C (cm)	c^2	$1 \text{ F} = \frac{1}{10^9} \text{ CGSM}_C =$ $= 9 \cdot 10^{11} \text{ CGSE}_C$
Elektrinė varža R 1 CGSM_R	1 CGSE_R	$\frac{1}{c^2}$	$1 \Omega = 10^9 \text{ CGSM}_R =$ $= \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} \text{ CGSE}_R$
Magnetinio lauko stiprumas H 1 CGSM_H (Oe)	1 CGSE_H	c	$1 \frac{\text{A}}{\text{m}} = 10^{-3} \text{ Oe} =$ $= 3 \cdot 10^7 \text{ CGSE}_H$
Magnetinė indukcija B 1 CGSM_B (G)	1 CGSE_B	$\frac{1}{c}$	$1 \frac{\text{V} \cdot \text{s}}{\text{m}^2} = 10^4 \text{ G} =$ $= \frac{1}{3} \cdot 10^{-8} \text{ CGSE}_B$
Magnetinės indukcijos srautas 1 CGSM (M)	1 CGSE	$\frac{1}{c}$	$1 \text{ V} \cdot \text{s} = 10^8 \text{ M} = \frac{1}{300} \text{ CGSE}$
Indukcijos koeficientas L 1 CGSM_L	1 CGSE_L	$\frac{1}{c^2}$	$1 \text{ H} = 10^9 \text{ CGSM}_L =$ $= \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} \text{ CGSE}_L$

IX SKYRIUS

MEDŽIAGŲ MAGNETINĖS YPATYBĖS

§ 75. MAGNETINĖ MEDŽIAGŲ POLIARIZACIJA. MAGNETINIS ĮSPŪDINGUMAS IR PRALAUDUMAS

Paleiskime pro solenoidą tam tikro stiprumo elektros srovę ir magnetometru — pakabinta ant siūlo arba užmauta ant išeimelio ir laisvai galinčia suktis magnetine rodyklėle — ištirkime susidariusio magnetinio lauko veikimą. Dabar į solenoidą įdėkime geležinę šerdį, pvz., geležinį stiebą arba geležinių virbalų pluoštą. Tada magnetinio lauko veikimas žymiai sustiprėja, taigi žymiai sustiprėja ir magnetinio lauko stiprumas. Šis ir eilė kitų panašių bandymų rodo, kad medžiaginė aplinka turi įtakos magnetiniams reiškiniams, panašiai kaip ji turi įtakos ir elektriniams reiškiniams (§ 15). Įdėjus į solenoidą geležinį stiebą, susidaro priedinis magnetinis laukas, kurį sąlygoja kai kurie kitimai pačioje geležyje, jos molekulėse ir atomuose. Susidaranti medžiagoje, esant jai magnetiniame lauke, ypatingą būvį vadiname jos *įmagnetėjimu*, arba *magnetine poliarizacija*, o pačias medžiagas — *magnetikais*.

Pažymėkime susidariusio, medžiagai poliarizuojantis išoriniame magnetiniame lauke, priedinio magnetinio lauko stiprumą H' . Jei išorinio, medžiagą poliarizuojančio, magnetinio lauko stiprumas yra H , tai atstojamojo magnetinio lauko stiprumas bus lygus $H + H'$. Tyrimai rodo, kad priedinio magnetinio lauko stiprumas H' yra proporcingas išorinio lauko stiprumui H ir priklauso nuo medžiagos prigimtės. Pažymėkime proporcingumo koeficientą $4\pi\kappa$, tada H' galėsime taip išreikšti:

$$H' = 4\pi\kappa H. \quad (75,1)$$

Dydis κ yra būdingas medžiagai ir priklauso tik nuo jos ypatybių; jį vadiname medžiagos *magnetiniu įspūdingumu*.

Visas magnetinio lauko stiprumas įmagnetinamojoje medžiagoje yra lygus medžiagą poliarizuojančio išorinio ir priedinio,

susidariusio medžiagai poliarizuojantis, laukų stiprumų $\mathbf{H}$ ir $\mathbf{H}'$ sumai. Atstojamojo magnetinio lauko stiprumą vadiname medžiagos *magnetine indukcija* ir žymime $\mathbf{B}$. Tokiu būdu,

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\kappa\mathbf{H} = \mathbf{H}(1 + 4\pi\kappa). \quad (75,2)$$

Dydį $1 + 4\pi\kappa$ vadiname medžiagos *magnetiniu pralaidumu*. Jį žymime μ . Taigi

$$\mu = 1 + 4\pi\kappa. \quad (75,3)$$

Priedinis, susidaręs medžiagai poliarizuojantis, magnetinis laukas priklausomai nuo medžiagos prigimties gali būti nukreiptas prieš išorinį poliarizuojantį magnetinį lauką. Tokioje medžiagoje indukcija $\mathbf{B}$ bus mažesnė už $\mathbf{H}$. Šios rūšies medžiagas vadiname *diamagnetinėmis medžiagomis*. Diamagnetinių medžiagų išpūdingumas yra neigiamas ($\kappa < 0$) ir pastovus dydis. Jis nepriklauso nei nuo išorinio magnetinio lauko, nei nuo temperatūros. Jų magnetinis pralaidumas yra mažesnis už vienetą, $\mu < 1$. Bismutas, gyvsidabris, vandenilis, argonas yra diamagnetinės medžiagos.

Kitose medžiagose priedinis magnetinis laukas turi išorinio poliarizuojančio lauko linkmę. Tokiose medžiagose magnetinis laukas sustiprėja. Šių medžiagų išpūdingumas yra teigiamas, $\kappa > 0$; jų magnetinis pralaidumas $\mu > 1$. Šios rūšies medžiagos skirstomos į dvi grupes. Kai kurių, pvz., aliuminio, vario, deguonies κ yra teigiamas, tačiau mažesnis už vienetą ($0 < \kappa < 1$). Tokios medžiagos vadinamos *paramagnetinėmis medžiagomis*. Paramagnetinių medžiagų κ nepriklauso nuo išorinio magnetinio lauko stiprumo, bet kinta, temperatūrai keičiantis. O kitų, kaip antai geležies, nikelio, kobalto ir kai kurių lydinių, magnetinis išpūdingumas yra didesnis už vienetą, o jų magnetinis pralaidumas yra didelis ($\kappa > 1$, $\mu \gg 1$). Tokios medžiagos vadinamos *feromagnetinėmis medžiagomis*. Jų κ priklauso ir nuo temperatūros, ir nuo išorinio magnetinio lauko stiprumo, o, be to, dar ir nuo jų prieš tai buvusio magnetinio būvio.

Anizotropinių medžiagų, ypač kristalų, magnetinis pralaidumas μ ir išpūdingumas κ priklauso nuo medžiagų orientacijos išoriniame magnetiniame lauke.

Seniausiai yra žinomos feromagnetinės medžiagos — natūralūs ir dirbtiniai magnetai. Diamagnetinių medžiagų buvimas susektas XVIII, o paramagnetinių — XIX amžiuje.

§ 76. ĮMAGNETĖJIMAS. ATOMINIS
IR MOLINIS MEDŽIAGOS ĮSPŪDINGUMAS

Lygtį (75,2) galime taip išreikšti:

$$\frac{B-H}{4\pi} = \kappa H. \quad (76,1)$$

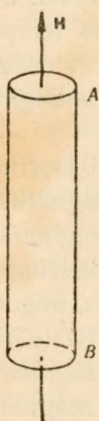
Dydį κH pažymėkime I . Jį vadiname medžiagos *įmagnetėjimu*. Tada

$$I = \frac{B-H}{4\pi} \quad (76,2)$$

ir

$$B = H + 4\pi I. \quad (76,3)$$

Medžiagos įmagnetėjimas turi tokią fizikinę reikšmę. Patalpintas į išorinį magnetinį lauką magnetikas poliarizuoja, pasidarydamas magnetiniu dipoliu su šiauriniu ir pietiniu poliais galuose. Dėl jo poliarizacijos susidaro priedinis stiprumo $H' = B - H$ magnetinis laukas. Įsivaizduokime strypo formos magnetiką AB (145 pav.), jo galinių paviršių, statmenų išorinio magnetinio lauko kryptčiai, plotas yra S . Tada iš jo galų išeina arba įeina priedinio magnetinio lauko jėgų linijos. Jų skaičius



145 pav.

$$H'S = (B-H)S. \quad (76,4)$$

Tokį jėgų linijų skaičių atitinka magnetinis polių stiprumas (§ 64)

$$\frac{(B-H)S}{4\pi}. \quad (76,5)$$

Kai stiebo ilgis yra l , tai magnetiko visas magnetinis momentas (§ 63)

$$M = \frac{B-H}{4\pi} Sl. \quad (76,6)$$

Bet Sl išreiškia magnetiko tūrį. Tokiu būdu, medžiagos įmagnetėjimas $I = \frac{B-H}{4\pi}$ išreiškia jos tūrio vieneto (1 cm^3) magnetinį momentą, o $\kappa = \frac{I}{H}$ nusako jos tūrio vieneto magnetinį momentą, kai išorinio magnetinio lauko stiprumas $H=1$.

Padaliję κ iš medžiagos tankio ρ , gausime 1 g medžiagos magnetinį momentą, kai poliarizuojančio magnetinio lauko stip-

rumas $H=1$. Jį vadiname medžiagos masės magnetiniu išpūdingumu ir žymime χ :

$$\chi = \frac{\kappa}{\rho}. \quad (76,7)$$

Padauginę χ iš medžiagos molekulinio svorio M , gausime medžiagos *molinį*, arba *molekulinį*, išpūdingumą χ_M . Jis išreiškia medžiagos 1 grammolekulės, arba 1 molio, magnetinį momentą, kai išorinio lauko stiprumas $H=1$:

$$\chi_M = \chi M. \quad (76,8)$$

χ padauginę iš medžiagos atominio svorio A , turėsime jos *atominį išpūdingumą* χ_A , kuris nusako medžiagos 1 gramatomo magnetinį momentą:

$$\chi_A = \chi A. \quad (76,9)$$

Padaliję χ_M arba χ_A iš Lošmito skaičiaus N , surasime atskiros molekulės arba atskiro atomo magnetinį momentą.

Diamagnetinių ir paramagnetinių medžiagų magnetinį išpūdingumą nustatinėjant eksperimentiškai, matuojamoji medžiaga paprastai dedama į nevienalytį magnetinį lauką ir išmatuojama ją veikiančioji jėga F . Ši jėga yra proporcinga magnetinio lauko gradientui $\frac{dH}{dx}$ ir magnetiniam momentui M (65,2):

$$F = M \frac{dH}{dx}. \quad (76,10)$$

Kai medžiagos išpūdingumas yra κ , tai jos įmagnetėjimas stiprumo H išoriniame magnetiniame lauke, arba jos magnetinis momentas, $I = \kappa H$. Jos tūrio elementą dV veiks jėga

$$dF = \kappa H \frac{dH}{dx} dV. \quad (76,11)$$

Kai matuojamosios medžiagos tūris yra tiek mažas, kad jos užimamoje vietoje H galima laikyti pastoviu, tai

$$F = \kappa H V \frac{dH}{dx}, \quad (76,12)$$

bet kai H nėra pastovus, tai

$$F = \kappa \int_0^V H \frac{dH}{dx} dV. \quad (76,13)$$

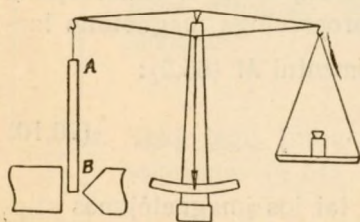
Imkime tiriamosios medžiagos ilgesnį stiebą ir padėkime jį į magnetinį lauką. Tuomet atskiras stiebo dalis veikiančios jėgos sumuojamos. Kai stiebo skerspjūvio plotas yra S , tai $dV = S \cdot dx$. Tada

$$F = \chi S \int_{H_1}^{H_2} H_y \frac{dH_y}{dx} \cdot dx = \frac{1}{2} \chi S (H_1^2 - H_2^2), \quad (76,14)$$

čia H_1 ir H_2 yra magnetinio lauko statmenos stiebo krypties χ dedamosios H_y reikšmės vietose x_1 ir x_2 . Paprastai stiebo ilgis parenkamas ir pats stiebas padedamas taip, kad jo vienas galas yra ten, kur magnetinio lauko stiprumas yra didžiausias ($H_1 = H_{\text{didž.}}$), o kitas, kur jis yra labai mažas ($H_2 \approx 0$). Tada

$$F = \frac{1}{2} \chi S H_{\text{didž.}}^2. \quad (76,15)$$

Jėga F taip matuojama. Prie jautrių svarstyklių vienos lėkštelės prikabinamas matuojamosios medžiagos strypas AB , kuris nuleidžiamas tarp stipraus elektromagneto polių, ir nustatoma pusiausvyra (146 pav.). Paskui sužadinamas magnetinis laukas ir ant svarstyklių lėkštelės dedama tiek svarelių, kol vėl atsistato pusiausvyra. Tirpalų bei skysčių magnetinis įspūdingumas nustatomas iš skysčio pakilimo siaurame vamzdelyje, kai jis talpinamas į stiprų magnetinį lauką tarp elektromagneto polių.



146 pav.

Daugelio medžiagų magnetinis įspūdingumas yra išmatuotas. Kiuri yra nustatęs, kad paramagnetinių medžiagų įspūdingumas χ yra atvirkščiai proporcingas absoliutinei temperatūrai T . Jei proporcingumo koeficientą, vadinamą *Kiuri konstanta*, pažymėsime C , tai

$$\chi = \frac{C}{T}. \quad (76,16)$$

Pastaroji lygtis išreiškia *Kiuri dėsnį*. Ne visoms paramagnetinėms medžiagoms šis dėsnis vienodai gerai tinka; vienoms tinka geriau, kitoms blogiau. Feromagnetinių medžiagų įspūdingumas priklauso nuo magnetinio lauko stiprumo ir temperatūros; pastarajai kylant, jis iš pradžių lėčiau, o vėliau staigiau mažėja.

Pakilus temperatūrai iki vadinamojo Kiuri taško (temperatūros), kuris skirtingų medžiagų yra kitoks, medžiagos feromagnetinės savybės išnyksta, medžiaga virsta paramagnetine ir jos χ lieka nepriklausomas nuo išorinio magnetinio lauko stiprumo. Tokiu būdu, feromagnetizmą galima laikyti tik atskiru paramagnetizmo atveju.

§ 77. DIAMAGNETINĖ POLIARIZACIJA

Pirmasis plačiau ir išsamiau magnetinius reiškinius teoriškai aiškino Lanževenas. Jo aiškinimas remiasi elektronine teorija. Šios magnetinių reiškinių teorijos pagrindinės mintys tinka ir dabar. Pagal ją diamagnetinių medžiagų atomai, jonai bei molekulės neturi nuolatinio magnetinio momento; jie jį įgyja tik išoriniame magnetiniame lauke. Kaip žinome, atome aplink teigiamai įelektrintą branduolį skrieja vienas arba daugiau elektronų. Šiems skriejant, juda elektros krūviai, taigi sukelia elektros srovę. Elektrono masė yra m , jo elektros krūvis e , greitis $v = \omega r$, čia ω yra elektrono skriejimo kampinis greitis, r — orbitos (apskritimo) radiusas. Tada laikas, per kurį elektronas apskrieja visą orbitą,

$$\tau = \frac{2\pi r}{\omega r} = \frac{2\pi}{\omega}. \quad (77,1)$$

Taigi skriejimo dažnumas

$$\nu = \frac{1}{\tau} = \frac{\omega}{2\pi}. \quad (77,2)$$

Kadangi elektrono nešamas elektros kiekis yra e , tai sukeltos elektros srovės stiprumas

$$I = \frac{e\omega}{2\pi}. \quad (77,3)$$

Apskritiminės elektros srovės sukurtas magnetinis momentas M yra išreiškiamas elektros srovės stiprumo I ir jos apjuosiamo kontūro ploto S sandauga (70,6):

$$M = IS = \frac{e\omega}{2\pi} \pi r^2 = \frac{e\omega r^2}{2}. \quad (77,4)$$

Magnetinio momento kryptis priklauso nuo elektrono skriejimo krypties. Taigi atomas turi elementarų magnetinį momentą, jis yra medžiagos magnetinių ypatybių nešėjas. Tačiau atomai turi ne vieną, o kelis elektronus. Kiekvienas jų, skriedamas

aplink branduolį, sukuria magnetinį momentą. Tada visas atomo magnetinis momentas yra lygus atskirų elektronų sukurtų magnetinių momentų vektorinei sumai. Kadangi jie nėra vienos krypties, tai, juos sudėjus, jie gali pasinaikinti; tada atstojamasis magnetinis momentas yra lygus nuliui. Šiuo atveju atomas yra nemagnetinis. Tokias medžiagas, kurių atomai arba jonai neturi atominio magnetinio momento, vadiname diamagnetinėmis medžiagomis. Diamagnetinę medžiagą patalpinus į magnetinį lauką, atsiranda atominis magnetinis momentas. Jo kilmė aiškinama taip. Skriejant elektronui orbita (apskritimu), įcentrinė jėga F yra lygi išcentrinei inercijos jėgai $mr\omega^2$, taigi

$$F = mr\omega^2. \quad (77,5)$$

Patalpinus atomą į stiprumo H magnetinį lauką, jį veikia priešdinė jėga. Apskritai, laidininko elementą, kuriuo bėga stiprumo I elektros srovė, veikia jėga (70,3)

$$dF = IH \cdot dl, \quad (77,6)$$

čia I išreiškiamas elektromagnetiniais vienetais. Taigi išoriniame magnetiniame lauke veikianti elektroną priedinė jėga

$$\Delta F = H \frac{e\omega}{2\pi} 2\pi r = He r \omega \quad (77,7)$$

nukreipta į centrą. Pakitus įcentrinei jėgai, turi pasikeisti ir išcentrinė inercijos jėga $mr\omega^2$, turi pakisti arba orbitos radiusas r , arba elektrono kampinis greitis ω , arba abu kartu. Teorija įrodo, kad kalbamuoju atveju tepakinta tik ω . Pastarojo pakitimą pažymėkime $\Delta\omega$. Pusiausvyrai nusistojus,

$$F + \Delta F = mr\omega^2 + He\omega r = mr(\omega + \Delta\omega)^2. \quad (77,8)$$

Kadangi $\Delta\omega$ yra labai mažas, tai $mr \cdot \Delta\omega^2$ bus taip pat labai mažas; jį galime atmesti. Tuomet iš lygties (77,8) gauname:

$$\Delta\omega = \frac{eH}{2m}. \quad (77,9)$$

Pastaroji lygtis išreiškia elektrono kampinio greičio pakitimą, kai elektronas skrieja magnetiniame lauke. Priedinį kampinį greitį atitinka priedinis magnetinis momentas

$$\Delta M = \frac{1}{2} er^2 \cdot \Delta\omega = \frac{e^2 r^2}{4m} H. \quad (77,10)$$

ΔM ir sąlygoja diamagnetizmą. Jo kryptis visuomet yra priešinga išorinio magnetinio lauko kryptčiai.

Kai atomas turi ne vieną, bet z elektronų, tai tuomet priedinis magnetinis momentas

$$\Delta M = \frac{ze^2 r^2}{4m} H. \quad (77,11)$$

Skaičiuojant medžiagos gramatomo magnetinį momentą, tenka atsižvelgti į tai, kad elektronai skrieja ne apskritimais, bet elipsėmis ir kad elektronų orbitų plokštumos yra pakrypusios erdvėje; dėl to diamagnetinis įspūdingumas išreiškiamas taip:

$$\chi = \frac{e^2 N}{6m} \sum \overline{r^2}. \quad (77,12)$$

Cia N yra Lošmito skaičius, $\overline{r^2}$ — elektrono orbitos radiuso reikšmių kvadrato vidurkis.

Cia mes nagrinėjome paprasčiausią atvejį, kai ašis, aplink kurią skrieja elektronas, eina magnetinio lauko kryptimi; jei ašis sudaro su pastarąja tam tikrą kampą, tai tada visa atomo sistema pradeda suktis aplink ašį, einančią lauko kryptimi; sakoma, sistema pradeda precesuoti. Šis sukimasis vadinamas *Larmoro precesija*. Jos kampinis greitis išreiškiamas lygiai taip, kaip elektrono kampinio greičio kitimas (77,9).

§ 78. PARAMAGNETINĖ POLIARIZACIJA

Paramagnetinių bei feromagnetinių medžiagų atomai, jonai ir molekulės yra magnetiniai dipoliai, taigi jie turi nuolatinį magnetinį momentą. Be išorinio magnetinio lauko, jų (pvz., paramagnetinių dujų atomų bei molekulių) momentų ašys yra erdvėje pakrypusios įvairiausiomis kryptimis. Visų atomų bei molekulių atstojamasis magnetinis momentas yra lygus nuliui, nes tada, sudėjus visų atskirų elementarių magnetinių momentų veikimus, jie pasinaikina. Atomai, jonai ir molekulės visą laiką juda ir susiduria tarp savęs. Todėl elementarių magnetinių dipolių ašių kryptis nuolat kinta. Be to, nuolat kinta ir energijos pasiskirstymas tarp magnetinių dipolių. Sudarius išorinį magnetinį lauką, elementarius magnetinius dipolius pradeda veikti sukamasis momentas, kuris kreipia juos magnetinio lauko kryptimi. Susidaro elementarių vilkelių (giroskopų) sistema; magnetiniame lauke dipoliai precesuoja aplink lygiagrečę

išorinio magnetinio lauko kryptčiai ašį, būdami visą laiką tuo pačiu kampu pakrypę į ją. Iš pradžių atrodo, kad ir išoriniame magnetiniame lauke atstojamasis magnetinis momentas nepa- kinta; šį momentą sudaro magnetinio momento dedamoji išori- nio magnetinio lauko kryptimi. Tačiau atomai, jonai bei mole- kulės, susidurdami pakrypsta energetiniu atžvilgiu palankesne kryptim, ir todėl didesnis jų skaičius pasisuka magnetinio lauko kryptimi. Temperatūrai krintant, taigi mažėjant šiluminiam ju- dėjimui, išorinio magnetinio lauko kryptimi orientuotų magneti- nių dipolių skaičius didėja, o absoliutinio nulio temperatūroje jie visi turėtų išsirikiuoti magnetinio lauko kryptimi. Tada gau- tume *magnetinį prisotinimą*.

Norėdamas nustatyti kiekybinius santykius, Lanževenas tai- ko energijos pasiskirstymui tarp atomų, jonų bei molekulių kla- sikinę Bolcmano statistiką ir sudeda jų visų magnetinio mo- mento dedamąsias išorinio magnetinio lauko kryptimi. Nelabai stipriuose išoriniuose magnetiniuose laukuose ir esant ne per- daug žemai temperatūrai, medžiagos 1 molio įmagnetėjimas taip išreiškiamas:

$$I = \frac{NM^2}{3kT} H. \quad (78,1)$$

Čia N — Lošmito skaičius, k — Bolcmano konstanta, T — ab- soliutinė temperatūra, H — išorinio magnetinio lauko stiprumas. Paramagnetinės medžiagos molinis įspūdingumas

$$\chi_M = \frac{I}{H} = \frac{NM^2}{3kT} = \frac{N^2 M^2}{3RT}, \quad (78,2)$$

nes $kN = R$, čia R yra universalinė dujų konstanta. Taigi tam tikrame intervale magnetinis medžiagos įspūdingumas nepriklau- so nuo išorinio magnetinio lauko.

Dydis $\frac{N^2 M^2}{3R}$ yra pastovus; pažymėkime jį C . Tada iš lyg- ties (78,2) gausime:

$$\chi_M = \frac{C}{T}. \quad (78,3)$$

Pastaroji lygtis išreiškia jau minėtą Kiuri dėsnį. Iš (78,3) ir (78,2) galime apskaičiuoti atskiros molekulės magnetinį mo- mentą:

$$NM = \sqrt{3RC}.$$

Pagal šią teoriją stipresniuose magnetiniuose laukuose ir esant žemoms temperatūroms, turi pasireikšti magnetinis prisotinimas, kas tikrai eksperimentiškai yra nustatyta.

Pagaliau tenka pastebėti, kad bet kuri paramagnetinė medžiaga yra tuo pat metu ir diamagnetinė. Tik kai kurių medžiagų diamagnetinės ypatybės yra žymiai silpniau išreikštos už jų paramagnetines ypatybes, todėl dažnai ir nepastebimos.

§ 79. FEROMAGNETIZMAS. MAGNETINĖ HISTEREZĖ

Kaip jau minėjome, feromagnetinių medžiagų magnetinės ypatybės žymiai skiriasi nuo diamagnetinių ir paramagnetinių medžiagų ypatybių. Jų magnetinis pralaidumas μ yra didelis, jo reikšmė yra tūkstančių dydžio. Be to, jų pralaidumas nėra pastovus ir priklauso ne tik nuo temperatūros T bei išorinio lauko stiprumo H , bet ir nuo medžiagos prieš tai buvusio magnetinio būvio. Taigi nusakanti feromagnetinės medžiagos indukciją lygtis $B = \mu H$ nėra tiesinė, nes $\mu = \frac{B}{H}$ yra H funkcija, $\mu = f(H)$. Kartais feromagnetinių medžiagų magnetinės ypatybės nusakomos jų diferencialiniu pralaidumu $\mu_{dif} = \frac{dB}{dH}$, kuris taip pat priklauso nuo H . Kai kurios feromagnetinės medžiagos kartą įmagnetintos ir lieka tokios, tai yra jų magnetinė poliarizacija nebeišnyksta, pašalinus išorinį magnetinį lauką. Pvz., turime permanentinius ir dirbtinius magnetus. Feromagnetinės medžiagos jau paprastose temperatūrose ryškiai magnetiškai prisisotina: išoriniam magnetiniam laukui stiprėjant, feromagnetinių medžiagų indukcija ir jų įmagnetėjimas didėja ir artėja prie ribos. Paramagnetinės medžiagos prisisotina tik labai žemose, artimose absoliutiniam nuliui temperatūrose. Ir pagaliau feromagnetinėse medžiagose pasireiškia magnetinė histerezė.

Būdingiausi feromagnetinių medžiagų pavyzdžiai yra visų rūšių geležis, nikelis ir kobaltas. Feromagnetinėmis ypatybėmis pasižymi taip pat jų lydiniai (ypač su manganu, aliuminiu, chromu, siliciu) ir cheminiai junginiai. Įdomūs yra heusleriniai lydiniai iš vario, mangano ir aliuminio. Nors tų lydinių atskiros dedamosios dalys nėra feromagnetinės, patys lydiniai turi feromagnetinių ypatybių. Iš feromagnetinių junginių seniausiai žinomas magnetitas (Fe_3O_4) labai paplitęs rytinėje Tarybų Sąjungos dalyje.

Magnetiniame lauke feromagnetinės medžiagos deformuojasi. Pvz., geležinis stiebelis nestipriame (iki 100 Oe) magnetiniame lauke ilgėja, toliau, laukui stiprėjant, trumpėja ir 200 Oe magnetiniame lauke vėl atgauna pirminį ilgį. Dar daugiau laukui stiprėjant, jis trumpėja. Išorinio magnetinio lauko sukeltą feromagnetinių medžiagų deformaciją vadiname *magnetostrikcija*. Praktiškai ją panaudojame, pvz., ultragarso bangoms sužadinti, virpesių dažnumui stabilizuoti ir kt.

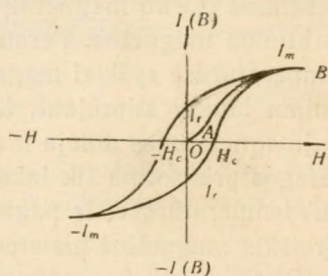
Pirmuosius minkštosios geležies magnetinius tyrimus atliko Stoletovas. Šiais tyrimais jis nustatė, kad geležies įmagnetėjimas ir jos magnetinis pralaidumas iš pradžių didėja, stiprinant išorinį magnetinį lauką, ir pasiekia maksimumą. Be to, Stoletovas sukūrė tikslesnius metodus šiems magnetiniams dydžiams matuoti.

Susipažinkime smulkiau su feromagnetinių medžiagų minėtais magnetiniais dydžiais. Šiuo tikslu paimekime visai neįmagnetintą geležinį stiebą ir jį magnetinkime vis stipresniu magnetiniu lauku ir pasekime įmagnetėjimo I (arba indukcijos B) kitimą, kurį pavaizduokime grafiškai, gulsčioje koordinačių ašyje atidėdami H , o stačiojoje I (arba B) reikšmes (147 pav.). Bandydas rodo, kad, išoriniam laukui stiprėjant, I iš pradžių lėčiau, o vėliau staigiau didėja, laukui stiprėjant toliau, I stiprėjimas lėtėja ir stipriame magnetiniame lauke artėja prie prisotinimo reikšmės. Įmagnetėjimo procesą grafiškai pavaizduoja kreivė OAB . Dabar, silpnindami išorinį magnetinį lauką, išmagnetinkime geležį. I reikšmės taip pat mažėja, bet ne taip greitai, kaip H ; I kitimas atsilieka nuo H kitimo. H reikšmę sumažinus iki nulio, I reikšmė sumažėja tik iki I_r reikšmės. I kitimą vaizduoja kreivė $I_m I_r$.

Panaikinus išorinį magnetinį lauką, likusį įmagnetėjimą I_r vadiname *liekamuoju magnetizmu*, arba

remanensija. Jungo tyrimai parodė, kad geležinių vielų liekamasis magnetizmas kartais siekia 85% buvusio didžiausio įmagnetėjimo.

Dabar pasistenkime panaikinti liekamąjį magnetizmą, permagnetindami geležį priešingos krypties magnetiniu lauku. Vėl stiprinkime išorinį magnetinį lauką, tik jau pakeitę jo kryptį, iki



147 pav.

dydžio H_c , kol visai išnyks įmagnetėjimas I . Išorinio magnetinio lauko stiprumas H_c parodo liekamojo magnetizmo patvarumą. H_c vadiname *sulaikomąja*, arba *koercityvine*, jėga. Toliau stiprinant magnetinį lauką, jau priešingos krypties įmagnetėjimas greitai stiprėja ir artėja prie prisotinimo reikšmės — I_m . Jo kitimą vaizduoja kreivės dalis $(-H_c - I_m)$. Jeigu dabar magnetinį lauką $(-H)$ vėl susilpninsime iki nulio ir, pakeitę vėl jo kryptį, sustiprinsime iki pirmąkartinio H_m , tai įmagnetėjimas I iš pradžių silpnėja ir, esant $H=0$, pasidaro lygus $-I_r$, stiprumo $-H_c$ lauke $I=0$, o vėliau jis vėl stiprėja iki didžiausios reikšmės I_m . Ši I kitimą vaizduoja kreivė $(-I_m - I_r H_c I_m)$.

Tokį geležies ir kitų feromagnetinių medžiagų magnetinių ypatybių kitimą vadiname *histereze*, o grafiškai jų ciklinį permagnetinimą vaizduojančią kreivę — *histerezės kilpą*.

Matuodami indukcijos B priklausomybę nuo išorinio magnetinio lauko stiprumo H , feromagnetines medžiagas cikliška permagnetindami, gausime taip pat visai panašią savo išvaizda histerezės kilpą.

Įvairių feromagnetikų histerezės kilpos plotas yra nevienodas. Pvz., ketaus, ypač užgrūdinto plieno, histerezės kilpa turi didelį plotą, jų koercityvinė jėga didelė. O minkštos, ypač elektrolitiniu būdu gamintos (dinamo) geležies ir permalojaus histerezės kilpa siaurutė; tokių medžiagų koercityvinė jėga maža.

Tyrimai rodo, kad permagnetinami feromagnetikai įsyla, ir gautasis šilumos kiekis yra proporcingas histerezės kilpos plotui. Plačią histerezės kilpą turį feromagnetikai daugiau įkaista už tuos, kurių histerezės kilpa yra siaurutė. Magnetiniame lauke yra sukaupta energija; magnetinio lauko energijos tankis (§ 90)

$$\rho = \frac{\mu H^2}{8\pi} = \frac{BH}{8\pi}.$$

Tačiau toks energijos reiškimas tinka tik tokiems atvejams, kai indukcija B yra tiesiog proporcinga lauko stiprumui H , taigi, kai μ nepriklauso nuo magnetinio lauko stiprumo H . Turint netiesinę B priklausomybę nuo H , išreiškiant energiją tenka rasti energijos pakitimą dW , truputį pakeitus magnetinio lauko stiprumą. Taigi šiais atvejais

$$dW = \frac{1}{4\pi} \mu H \cdot dH = \frac{1}{4\pi} H \cdot dB. \quad (79,1)$$

Kintant magnetinio lauko stiprumui nuo H_1 iki H_2 , energijos pakitimas

$$W = \frac{1}{4\pi} \int_{H_1}^{H_2} H \cdot dB \quad (79,2)$$

arba

$$4\pi W = \int_{H_1}^H H \cdot dB. \quad (79,3)$$

Pastaroji lygtis rodo, kad dydis $4\pi W$ grafiškai pavaizduojamas plotu, kurį riboja gulsčioji ašis H , ordinatės B_1 ir B_2 ir išvesta tarp ordinačių B_1 ir B_2 kreivės dalis, vaizduojanti $B=f(H)$. Stiprinant magnetinį lauką nuo H_1 iki H_2 , magnetinė energija ir grafiškai ją vaizduojantis plotas didėja. Ir atvirkščiai, magnetiniam laukui silpnėjant nuo H_2 iki H_1 , energija turėtų lygiai taip mažėti iki pradinės reikšmės, pavirsdama indukcinės srovės darbu, o plotas turėtų susitraukti iki nulio. Taigi, nekreipdami dėmesio į kitokius energijos nuostolius sąlygojančius veiksnius, kaip Džaulio šilumos, Fuko srovių ir kt., įmagnetinimo procesą galėtume laikyti grįžtamu procesu. Tačiau tokį procesą turėtume tik tuo atveju, jei nepasireikštų magnetinė histerezė. Turint pastarąją, sąlygos pasikeičia.

Aplamai, sistemos energija yra vienreikšmė jos būvio funkcija. Todėl šiuo atveju dydį W galime sutapatinti su magnetine energija tik tada, kai ją vienreikšmiai nusakys dydžiai B ir H . O tai bus tuomet, kai B bus vienreikšmė H funkcija, vadinasi, kai $H \cdot dB$ bus pilnasis diferencialas. Bet feromagnetinių medžiagų atveju B nėra vienreikšmė H funkcija, nes dėl jų magnetinės histerezės vieną H reikšmę atitinka dvi, viena viršutinėje, o kita apatinėje histerezės kilpos šakoje, B (arba I) reikšmės. Tuo pačiu integralas

$$4\pi W = \oint H \cdot dB, \quad (79,4)$$

paimtas visa uždara histerezės kilpa nuo $-H_m$, einant apatine kilpos šaka, iki $+H_m$ ir nuo $+H_m$, einant viršutine kilpos šaka, iki $-H_m$, bus lygus histerezės kilpos plotui. Tokiu būdu, nors feromagnetikas ir vėl sugrįžta į pradinį būvį (sistemos magnetinė energija įgauna pradinę reikšmę), W nėra lygi nuliui, jos reikšmė išreiškiama kilpos ploto sandauga iš 4π . Todėl histerezės atveju $dW = \frac{H \cdot dB}{4\pi}$ išreiškia ne tik magnetinės, bet ir visų kitų

rūšių energijos kitimą, o tokia čia kitos rūšies nevienareikšmiai priklausanti nuo magnetinio lauko stiprumo H energija yra šiluma.

Atliktojo, įmagnetinant feromagnetiką, ir gautojo, jį išmagnetinant, darbo skirtumas panaudojamas nugalėti ypatingoms magnetinėms jėgoms feromagnetike; galutinė išdava — darbas virsta šiluma. Paramagnetinėse ir diamagnetinėse medžiagose tokios rūšies jėgų nėra. Feromagnetinių, kaip ir paramagnetinių, medžiagų atomai yra magnetiniai dipoliai. Jei paramagnetinėse medžiagose atominiai dipoliai yra pasiskirstę visiškai chaotiškai, tai feromagnetikuose turime vadinamas *spontaninio įmagnetėjimo sritis*, arba *domenus*, kuriuose atominiai dipoliai jau yra susitvarkę, jose jie yra orientuoti viena kryptimi. Tokios elementarios spontaninio įmagnetėjimo sritys, kurių dydis siekia 10^{-6} cm³, turi savo atstojamąjį magnetinį momentą. Bet be išorinio magnetinio lauko feromagnetinė medžiaga lieka neįmagnetinta, nes tada elementarių spontaninio įmagnetėjimo sričių magnetiniai momentai yra visiškai chaotiškai orientuoti ir jų atstojamasis momentas lygus nuliui. Įmagnetinant feromagnetiką išoriniame magnetiniame lauke, atskiros elementarios sritys staigiai pakrypsta magnetinio lauko kryptimi, jos orientuojasi; orientacijos laipsnis priklauso nuo jų magnetinio momento pakrypimo išorinio magnetinio lauko atžvilgiu ir nuo mechaninio įtempimo sąlygų. Ir kai visos elementarios spontaninio įmagnetėjimo sritys susirikiuoja išorinio magnetinio lauko kryptimi, pasiekiamas magnetinis prisotinimas.

Liekamasis magnetizmas paaiškinamas tuo, kad elementarios spontaninio įmagnetėjimo sritys stengiasi išlaikyti savo orientacijos kryptį. Todėl, silpninant išorinį magnetinį lauką, jos vėl pakrypsta pradine kryptimi, jau esant silpnesniam magnetiniam laukui, o kai kurios jų pasilieka naujoje kryptyje ir pašalinus išorinį magnetinį lauką; tai ir sukelia liekamąjį magnetizmą. Kad ir pastarąsias, užsilikusias naujojoje kryptyje, elementarias sritis priverstume grįžti į pradinę, jų prieš įmagnetinimą užimtą kryptį, reikia jas paveikti priešingos krypties tam tikro stiprumo išoriniu magnetiniu lauku. Pastarojo stiprumas, arba koercityvinė jėga, priklauso nuo elementarių spontaninio įmagnetėjimo sričių pasipriešinimo pakeisti kartą užimtą kryptį. Didelį spontaninį feromagnetinių medžiagų įmagnetėjimą pirmasis aiškino Veisas, išskeldamas molekulinio magnetinio lauko

hipotezę. Ši hipotezė tvirtino, kad feromagnetikuose elementarius (atominis) magnetinius dipolius orientuoja ne tik išorinis, bet ir stiprus priedinis molekulinis magnetinis laukas, kuris susidaro tam tikru būdu veikiant vienam kitą elementariems dipoliams. Molekulinio magnetinio lauko susidarymą kvantinė mechanika aiškina pakaitos jėgų veikimu.

Kaip jau minėjome (§ 77), atominį magnetinį momentą sukuria aplink branduolį skriejantys elektronai. Tačiau elektronai ne tik skrieja aplink branduolį, bet ir sukasi aplink ašį, einančią per jo svorio centrą. Tokį elektrono sukimąsi vadiname *spinu*, arba *sukiniu*. Sukantis elektronui, susidaro priedinis magnetinis spino momentas. Kvantinė mechanika teigia, kad atomų orientacijoje išoriniame magnetiniame lauke lemiamą vaidmenį kristaluose vaidina ne atomų sukompensuoti orbitiniai, bet nesukompensuoti spino magnetiniai momentai. Dviejų kaimyninių atomų spino magnetiniai momentai feromagnetike yra nukreipti lygiagrečiai, nes tik tada sistemos energija yra mažiausia. Nukreipus juos antilygiagrečiai, sistema turės didžiausią energiją. Šių energijų skirtumas nusako feromagnetiko patvarumą bei apibūdina Kiuri temperatūrą.

Tarp kaimyninių atomų veikiančios elektronų magnetinės jėgos yra per silpnos, kad sukeltų tokį stiprų feromagnetikų įmagnetinimą. Jos yra apytiksliai 10^3 kartų mažesnės už elektrines kulonines jėgas. Tačiau šios magnetinės jėgos svarbios spontinio įmagnetinimo srities magnetinių momentų orientacijoje išilgai išorinio magnetinio lauko. Savitarpis atomų magnetinis veikimas, pagal dabartines pažiūras, sukelia magnetinę anizotropiją ir yra magnetostrikcijos priežastis.

Daugelio medžiagų atomai turi nuolatinį magnetinį momentą. Šiuo atveju dviejų kaimyninių atomų sistema turi mažiausią energiją tada, kai elementarūs magnetiniai momentai yra orientuoti antilygiagrečiai. Tokias medžiagas vadiname *antiferomagnetinėmis medžiagomis*. Šios rūšies medžiagose žemesnėse temperatūrose elementarūs dipoliai taip pat susitvarko, ir ši tvarka suyra aukštesnėse (aukščiau Kiuri temperatūros) temperatūrose, kaip ir feromagnetinėse medžiagose. Tačiau tiesiogiai stebėti šio dipolių susitvarkymo negalima, nes spontaninis tų medžiagų įsimagnetinimas nepasireiškia, kai spino magnetiniai momentai yra nukreipti antilygiagrečiai.

Feromagnetinių medžiagų elementarios sritis (domenus) galime stebėti šiuo metodu. Elementarių sričių pakraštyje staiga kinta magnetinio lauko stiprumas, nes pasikeičia elementarių dipolių orientacija. Todėl smulkios feromagnetinės dulkelės nugula elementarių sričių pakraščiuose, nužymėdamos jų sieneles. Šis Akulovo sukurtas metodas leidžia ne tik stebėti elementarias sritis, bet ir išmatuoti jų dydį. 148 pav. matome nusėdusių dulkelių mozaiką grynos geležies paviršiuje.



148 pav.

Paramagnetinę arba feromagnetinę medžiagą įmagnetinus, joje molekuliniai dipoliai iš dalies susitvarko išorinio magnetinio lauko kryptimi. Taigi įmagnetintose medžiagose turime aukštesnės eilės tvarką. Tačiau molekulių šiluminis judėjimas ardo šią tvarką. Todėl tenka laukti, kad aukštesnėse temperatūrose, kai šiluminis judėjimas sustiprėja, šios tvarkos laipsnis turi mažėti. Neįmagnetintuose feromagnetikuose turime elementarias spontaninio įmagnetinimo sritis. Temperatūrai kylant, jos turėtų savaime irti, taigi aukštesnėse temperatūrose feromagnetinių medžiagų ypatybės turėtų išnykti. Ir tikrai, tyrimai parodė, kad įkaitinta iki 769°C geležis netenka feromagnetinių ypatybių, ji tampa paramagnetine. Toje temperatūroje įvyksta staigus geležies magnetinių ypatybių kitimas. Šią temperatūrą vadiname *Kiuri temperatūra*, arba tašku. Feromagnetinę geležį vadiname α —geležim. Kiuri taške (769°C) ji virsta β —geležim. Nors abiejų, α — ir β —, geležies modifikacijų kristalografinė struktūra vienoda, tačiau jų magnetinės ypatybės skiriasi. 900°C temperatūroje geležies įspūdingumas dar kartą pakinta: β —geležis virsta γ —geležimi. γ —geležis lieka paramagnetinė, bet pakinta jos kristalinė struktūra. Nikelio Kiuri taškas yra 356°C , kobalto 1075°C . Heuslerinių lydinių Kiuri taškai yra tarp 60° ir 380°C .

Visa tai rodo, kad feromagnetizmas nėra ypatinga atomų savybė. Medžiagos feromagnetinės ypatybės sąlygoja atomų savitarpio ryšiai.

§ 80. MAGNETINIS MECHANINIS IR MECHANINIS MAGNETINIS EFEKTAI

Elementarių spontaninių įmagnetėjimo sričių dipolinės ašies staigus pakrypimas sukelia magnetinio srauto pakitimą. Jį galime stebėti taip. Ant geležinio strypo arba vielos užmauname ritę. Magnetindami strypą, pvz., magnetu, pastebime, kad staigiai kryptančios elementarios sritys didina indukciją B ir sužadina ritėje indukcijos srovę, kuri sustiprinama. Kai įmagnetiname lėtai, ritės grandinėn įjungtame telefone girdime traktelėjimą. Magnetinant greičiau, telefone girdėti nuolatinis traškėjimas. Šį reiškinį nustatė Barkhauzenas.

Panašiu tyrimu Einšteinas ir de Hasas parodė, kad, skriejant atomo elektronams aplink branduolį, sužadinamos apskritimu bėgančios elektros srovės, kurių sukurti magnetiniai momentai magnetinant pakrypsta išorinio magnetinio lauko kryptimi. Geležinį strypą pakabiname stačiai, išilgai jo ašies ir ant jo užmauname ritę. Įjungę į pastarąją elektros srovę, strypą staigiai įmagnetiname; strypas pasisuka aplink einančią magnetinio lauko kryptimi ašį. Šis efektas aiškinamas šiuo būdu. Elektronams skriejant aplink branduolį, sukuriamas molekulinis mechaninis momentas. Tačiau molekulinį dipolių orientacija yra chaotinė, todėl ir visas atstojamasis mechaninis momentas yra lygus nuliui. Geležį įmagnetinus, taigi molekuliniams dipoliams susiriikiavus kiek tvarkingiau išorinio magnetinio lauko kryptimi, molekulinį mechaninių momentų vektorinė suma įgyja tam tikrą reikšmę. Tačiau turi būti išlaikytas sistemos mechaninio momento pastovumas. Iš pradžių strypas kaip sistema neturėjo jokio mechaninio momento, todėl, kad įmagnetinus strypą jo mechaninis momentas liktų lygus nuliui, jis turi suktis priešinga kryptim molekulinį mechaninių momentų atstojamojo mechaninio momento kryptiai.

Elektronui skriejant aplink branduolį, sukurtasis magnetinis momentas yra lygus $M = \frac{1}{2} e \omega r^2$ (77,4). Elektrono mechaninis momentas $D = I \omega = m \omega r^2$, čia m yra elektrono masė, r — jo orbitos radiusas. Elektrono magnetinio ir mechaninio momento santykis $\frac{M}{D} = \frac{1}{2} \frac{e}{m}$, taigi lygus pusei elektrono specifinio krūvio. Lygiai taip pat ir viso stiebo magnetinio ir mechaninio momentų santykis turėtų būti lygus šiam dydžiui. Matavimais nustatyta

du kartus didesnė reikšmė; strypo $\frac{M}{D} = \frac{e}{m}$. Ši nesutapimą su teorija sąlygoja elektrono spinas (sukinys): elektronas ne tik skrieja aplink branduolį, bet ir sukasi aplink ašį, einančią pro jo svorio centrą. Elektronui sukantis, susidaro priedinis magnetinis momentas.

§ 81. FEROMAGNETINIŲ MEDŽIAGŲ REIKŠMĖ ELEKTROTECHNIKOJE

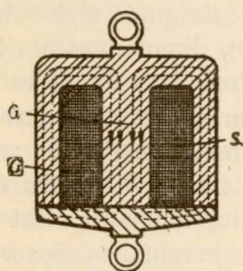
Feromagnetinės medžiagos plačiai vartojamos elektrotechnikoje, pvz., elektrinių matavimo prietaisų, dinamomašinų, transformatorių ir kt. gamyboje, todėl jų tyrimas turi didelę reikšmę.

Dažnai reikalingi stiprūs dirbtiniai magnetai. Tokiems magnetams pagaminti reikalingos didelės remanensijos ir stiprios koercityvinės jėgos feromagnetinės medžiagos, nes toks dirbtinis magnetas turi turėti didelį magnetinį momentą. Bet kurio dirbtinio magneto stiprumas išreiškiamas jo remanensijos ir koercityvinės jėgos sandauga, kuri vadinama *magneto kokybės skaičiumi*. 1927 m. buvo pagamintas kobaltinis plienas, kurio koercityvinė jėga 3 kartus didesnė už iki to laiko žinomų volframinių ir chrominių plienų. O 1932 m. buvo sudaryti geležies, nikelio ir aliuminio lydiniai, kurių koercityvinė jėga yra 7 kartus didesnė už volframinio plieno. Pastaraisiais metais buvo pagaminti dar didesnės remanensijos ir koercityvinės jėgos feromagnetiniai lydiniai. Tokie yra geležies-nikelio-kobalto-aliuminio lydiniai. Ypač didelę remanensiją ir koercityvinę jėgą turi *magniko lydinys*, kuris specialiai apdirbamas magnetiniame lauke.

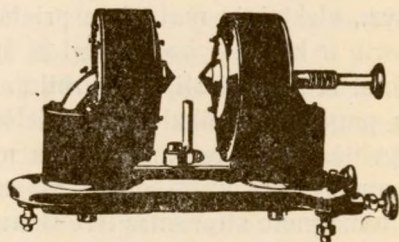
Stipriems magnetiniams laukams gauti dažniausiai naudojami elektromagnetai. Juos sudaro feromagnetinės medžiagos, dažniausiai geležinė šerdis; ant jos užvyniojama apvija, kuria paleidžiama elektros srovė. Tokios apvijos magnetinis laukas žymiai sustiprėja, nes ji sąlygoja ne elektros srovės magnetinio lauko stiprumas H , bet indukcija B . Ir kuo pastaroji yra didesnė, tuo elektromagnetas yra stipresnis. Ypač stiprūs yra uždari apskriti elektromagnetai. Jų solenoidai S yra visai apgaubti geležiniu apvalkalu G (149 pav.) ir jėgų linijos neišsibarsto. Laboratorijoje naudojami elektromagnetai atrodo taip, kaip parodyta 150 paveiksle. Tokiais elektromagnetais gaunamų magnetinių laukų stiprumai siekia daug dešimčių tūkstančių erstedų. Specialiems tikslams gaminami įvairių formų elektromagnetai.

Įmonėse stiprūs elektromagnetai kartais naudojami geležiniams daiktams, pvz., laužui, perkelti iš vienos vietos į kitą. Elektromagnetai plačiai naudojami kaip elektromagnetinės relės įvairiose elektros srovės grandinėse automatiškai elektros srovei įjungti bei išjungti arba jos stiprumui reguliuoti.

Feromagnetinės medžiagos, iš jų dažniausiai geležis, naudojamos dinamomašinų, transformatorių ir kitų elektrotechninių mašinų gamyboje. Kadangi dažniausiai turime reikalo su



149 pav.



150 pav.

kintamomis elektros srovėmis, tai geležinės mašinos dalys, pvz., transformatorių šerdys, elektros srovės kryptiniai kintant, persimagnetina. Kad persimagnetinant kuo mažiausiai energijos virsų šiluma, kuri šiais atvejais yra nuostolinga, reikia tų mašinų dalis gaminti iš tokios geležies, kurios histerezės kilpos plotas yra kuo mažiausias, taigi, kurios koercityvinė jėga yra labai maža. Tokios rūšies yra elektrolitinė arba dinamo geležis. 1923 m. buvo pagamintas ypatingai didelio magnetinio pralaidumo naujas lydinys — *permalojus*.

Pagaliau reikia paminėti, kad šiuo laiku pramonėje plačiai taikoma magnetinė defektoskopija metalų kokybės kontrolei. Ypačiai didelę techninę reikšmę turi magnetinės suspensijos metodai, naudojami plyšiams bei pluoštams nustatyti.

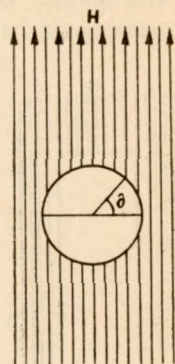
§ 82. SUPERLAIDININKIŲ MAGNETINĖS SAVYBĖS

Absoliutiniam nuliui artimose temperatūrose kai kurios medžiagos pasidaro superlaidžios (§ 39). Pereinant medžiagai iš normalaus būvio į superlaidų, žymiai pakinta ne tik jos elektrinės, bet ir magnetinės ypatybės.

Kaip jau kalbėjome (§ 75) paramagnetinių ir diamagnetinių medžiagų magnetinis pralaidumas μ mažai tesiskiria nuo viene-

to, kitaip tariant, tokių medžiagų magnetinė indukcija $B = \mu H$ mažai tesiskiria nuo išorinio lauko stiprumo H , taigi $B \approx H$. Šiuo atveju išorinis magnetinis laukas mažai tepakinta, padėjus į jį bet kurios išvaizdos diamagnetinį arba paramagnetinį kūną. Lauko jėgų linijos praeina jį kiaurai.

Tačiau magnetinių medžiagų ypatybės staiga pakinta, pereinant joms į superlaidų būvį. Jei superlaidžios medžiagos rutulėlį patalpintume į magnetinį lauką ir jį atvėsintume iki kritinės temperatūros, kurioje medžiaga lieka superlaidi, tai magnetinė indukcija joje staiga mažėja ir pasidaro lygi nuliui. Taigi superlaidžios medžiagos magnetinis pralaidumas $\mu = 0$, kitaip tariant, tokioje medžiagoje negali susidaryti magnetinis laukas; jėgų linijos kritinėje temperatūroje lyg ir išstumiamos iš superlaidaus kūno (151 pav.). Jos tejsiskverbia tik labai negiliai (apie 10^{-5} cm). Šį reiškinį nustatė Meisneris 1932 m.



151 pav.

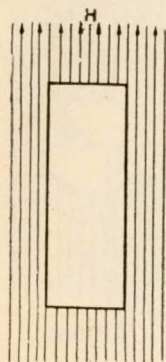
Magnetinio lauko pasiskirstymas taisyklingų formų superlaidininkių paviršiuje buvo tiriamas eksperimentiškai bei skaičiuojamas teoriškai, pasinaudojant ribinėmis elektrodinamikos sąlygomis ir superlaidžios fazės pagrindine magnetine ypatybe ($B = 0$). Rutulio paviršiuje (151 pav.) magnetinio lauko stiprumas H_p taip išreiškiamas:

$$H_p = \frac{3}{2} H \cdot \cos \theta. \quad (82,1)$$

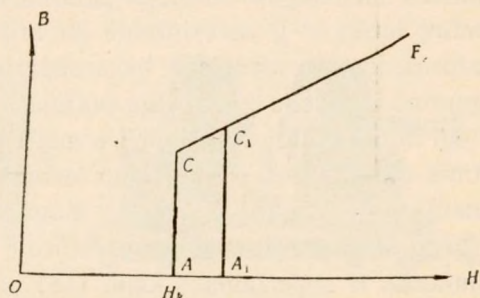
Čia H yra išorinio magnetinio lauko stiprumas, θ — lygiagretės platuma (laikant rutulio pusiaujo plokštumą, statmeną vienalyčio išorinio lauko kryptčiai). Ši formulė rodo, kad stipriausias laukas yra superlaidaus rutulio pusiaujoje, $H_p = \frac{3}{2} H$, rutulio ašigaliuose lauko stiprumas lygus nuliui.

Medžiagos superlaidumą galima panaikinti magnetiniu lauku arba keliant temperatūrą. Tam tikro stiprumo magnetiniame lauke superlaidininkis pereina vėl į normalų būvį, nors jo temperatūra bus žemesnė už kritinę temperatūrą. Imkime alavinį strypą. Atvėsinę jį iki temperatūros $T < T_h = 3,7^\circ\text{K}$, gausime superlaidininkį. Patalpinkime strypą į išorinį vienalytį magnetinį lauką taip, kad jo išilginė ašis eitų lygiagrečiai lauko jėgų

krypčiai. Magnetinio lauko stiprumas ant strypo paviršiaus bus lygus išorinio magnetinio lauko stiprumui (kai strypas bus pakankamai ilgas). Strypo viduje magnetinė indukcija $B=0$ (152 pav.). Pakankamai sustiprinus išorinį magnetinį lauką, superlaidus alavinis strypas virsta normaliu. Tai parodo, kad, sustiprinus magnetinį lauką iki tam tikro stiprumo, laukas staiga įsiskverbia į cilindrą ir mag-



152 pav.



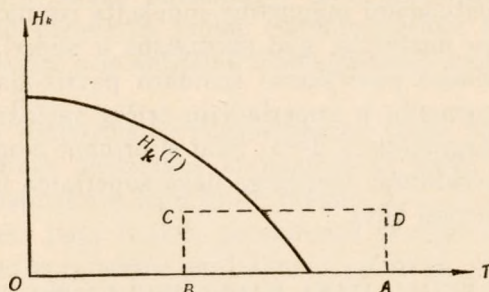
153 pav.

netinė indukcija medžiagoje staiga padidėja nuo nulio iki H . Tai įvyksta tuo stipresniame magnetiniame lauke, kuo cilindro temperatūra bus žemesnė. Tokio stiprumo magnetinį lauką, kuris pajėgia panaikinti superlaidų medžiagos būvį, vadiname *kritiniu magnetiniu lauku*.

Medžiagos normalaus būvio virtimą superlaidžiu magnetiniame lauke vaizduoja 153 pav. kreivės. Čia gulsčioje ašyje atidėtas išorinio magnetinio lauko stiprumas, stačiojoje — indukcija. Atkarpa OA atitinka superlaidų būvį, kai $B=0$, atkarpa AC vaizduoja staigų virtimą normaliu, atkarpa CF — normalų būvį, kai $B=\mu H$. Kuo cilindro temperatūra yra žemesnė, tuo stipresnio magnetinio lauko reikia, kad būtų panaikintas superlaidumas. Pvz., esant temperatūrai $T_1=2,5^\circ\text{K}$, alavo kritinio magnetinio lauko stiprumas yra lygus $H_k=158$ Oe, o esant $T_2=2^\circ\text{K}$, $H_k=209$ Oe.

Kritinio magnetinio lauko stiprumo priklausomybė nuo temperatūros, t. y. $H_k=f(T)$, apibūdina superlaidininkį. Ta kiekvieno superlaidininkio priklausomybė yra kitokia. Ji leidžia pavaizduoti fazinėje diagramoje superlaidžios medžiagos abi, superlaidžią ir normalią, fazes, panašiai kaip diagramoje (p, V) vaizduojamos agregatinės medžiagos fazės — kieta, skysta ir dujinė.

154 pav. matome fazių diagramą (H, T). Kreivė $H_h(T)$ kvadrantą skiria į dvi dalis: į superlaidžios ir normalios fazės sritis. Diagramoje parodomi du būdai pereiti iš normaliosios fazės taško A į superlaidžios fazės tašką C : pirmuoju, ABC būdu pereinant, iš pradžių temperatūra pažeminama, o vėliau sudaromas



154 pav.

magnetinis laukas, antruoju, ADC būdu pereinant, iš pradžių sudaromas magnetinis laukas, o vėliau pažeminama temperatūra.

Tik cilindrinės formos superlaidus laidininkas, padėtas išilgai magnetinio lauko, staigiai virsta normaliu, sustiprinus magnetinį lauką iki kritinio stiprumo H_h , nes tik tuo atveju laidininko paviršiuje turėsime vienodo stiprumo magnetinį lauką. Kitokiu atveju magnetinio lauko stiprumas jo paviršiuje bus skirtingas įvairiose vietose. Pavyzdžiui imkiime rutulio formos laidininką. Kaip jau minėjome, bet kurio jo paviršiaus taško magnetinio lauko stiprumas yra $H_0 = \frac{3}{2} H \cdot \cos \vartheta$. Tokiu būdu, sustiprinus išorinį magnetinį lauką iki $H = \frac{2}{3} H_h$ (čia H_h yra medžiagos kritinis magnetinis laukas turimoje temperatūroje), rutulio pusiaulyje jis bus kritinis magnetinis laukas, bet kitose paviršiaus vietose jis bus mažesnis už kritinį. Taigi visas rutulys negalės virsti superlaidžiu. Šiuo atveju susidaro tam tikras tarpinis būvis tarp normalaus ir superlaidaus būvių. Tarpinio būvio indukcijos tyrimai parodė, kad jį, bent mikroskopiškai imant, galima laikyti vienalyčiu. Superlaidžiai medžiagai virstant normalia, magnetinė indukcija kinta tiesiškai, didėdama nuo nulio kitimo pradžioje iki H_h jo pabaigoje. Tačiau dabar nustatyta, kad tarpiniame būvyje medžiagoje atsiranda viena šalia kitos ir superlaidžios, ir normalios sritys, medžiaga lyg ir sluoksniuojasi, kai tik išorinis magnetinis laukas kurioje nors jos paviršiaus vietoje sustiprėja

iki kritinio dydžio. Tos sritys gali turėti labai įvairią formą, bet jos orientuojasi išorinio magnetinio lauko kryptimi. Tarpinio būvio teoriją sukūrė Landau, o jo eksperimentinius tyrimus atliko Šalnikovas ir Meškovskis, kurie mažai (0,01 mm pločio ir 0,2 mm ilgio) bismutine juostele ištyrė atskirų tarpinio būvio sričių topografiją, matuodami magnetinę indukciją rutulio plyšeliuose.

Be to, buvo nustatyta, kad normalaus ir superlaidaus būvio sritis skiriančiuose paviršiuose susidaro paviršiniai įtempimai, kurie lėtina normalių ir superlaidžių sričių susidarymą bei užvilkina persimagnetinimą. Pvz., lėtai stiprinant magnetinį lauką turimoje temperatūroje, medžiaga lieka superlaidi, nors ji turėtų jau pereiti į tarpinį būvį.

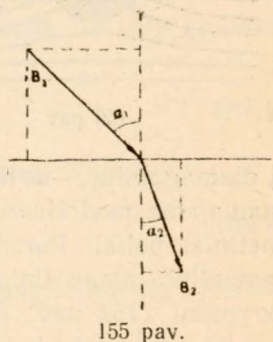
§ 83. MAGNETIKŲ ĮTAKA MAGNETINIO LAUKO VEIKIMUI

Visos magnetinės medžiagos magnetiniame lauke poliarizuojasi, todėl kiekvienas kūnas magnetiniame lauke pasidaro magnetiniu dipoliu. Vienalyčiame magnetiniame lauke jis yra kreipiamas lauko kryptimi, o nevienalyčiame dar verčiamas ir slinkti. Magnetinio lauko magnetinių medžiagų veikimas, panašiai kaip elektrinio lauko dielektrikų veikimas, priklauso nuo šias medžiagas supančios aplinkos magnetinių ypatybių, jos magnetinio pralaidumo μ_a . Vienalyčiame magnetiniame lauke feromagnetinės medžiagos strypelis silpname, o paramagnetinės medžiagos — tik stipriame magnetiniame lauke pakrypsta savo išilgine ašimi išilgai magnetinio lauko jėgų linijų, kai tų medžiagų magnetinis pralaidumas μ yra didesnis už aplinkos magnetinį pralaidumą μ_a . Nevienalyčiame magnetiniame lauke šiuo atveju tokios medžiagos gabalėliai slenka į stipresnio magnetinio lauko sritį. Tačiau kai medžiagos μ yra mažesnis už supančios medžiagos aplinkos μ_a , vienalyčiame magnetiniame lauke strypelis pakrypsta savo išilgine ašimi skersai magnetinio lauko, o nevienalyčiame tos medžiagos gabalėliai slenka į silpnescio magnetinio lauko sritį. Diamagnetiniai kūnai nevienalyčiame magnetiniame lauke yra traukiami į silpnescio magnetinio lauko sritį, kai jų magnetinis pralaidumas μ yra mažesnis už aplinkos magnetinį pralaidumą μ_a ir atvirkščiai. Vakuomo magnetinis pralaidumas CGSE vienetų sistemoje $\mu_0=1$; diamagnetinių medžiagų $\mu<1$, paramagnetinių — $\mu>1$. Todėl vakuume nevienalyčiame magnetiniame lauke diamagnetinės medžiagos gabalėliai trau-

kiami visada į silpnesnio, o paramagnetinės medžiagos gabalėliai — į stipresnio magnetinio lauko sritį. Tokiu veikimu naudojamės medžiagų paramagnetinėms bei diamagnetinėms ypatybėms nustatyti. Pakabintas ant siūlelio medžiagos rutulėlis patalpinamas į stiprų nevienalytį (arti elektromagneto smaillaus antgalio) magnetinį lauką. Paramagnetinės medžiagos rutulėlis traukiamas prie antgalio, diamagnetinės medžiagos — stumiamas nuo jo.

Vakuume vienalyčiame magnetiniame lauke paramagnetinės ir diamagnetinės medžiagos kreipiamos ta pačia kryptimi. Tai aiškinama magnetinių jėgų linijų lūžimu.

Magnetinės jėgų linijos, pereidamos pro paviršių, skiriančią dvi nevienodo magnetinio pralaidumo aplinkas, pakeičia kryptį; sakome, jos lūžta. Krypties kitimą nuskaido šie perėjimo dėsningumai: magnetinėms jėgų linijoms pereinant skiriamąjį paviršių, statmenoji paviršiui indukcijos $B = \mu H$ dedamoji ir magnetinio lauko stiprumo paviršiaus liečiamoji dedamoji nepakinta. Jėgų linijų kritimo kampą pažymėkime α_1 , o jo lūžimo kampą α_2 (155 pav.), pirmosios aplinkos magnetinį pralaidumą μ_1 , antrosios μ_2 , magnetinio lauko stiprumą ir indukciją pirmojoje aplinkoje H_1 ir $B_1 = \mu_1 H_1$, antrojoje aplinkoje H_2 ir $B_2 = \mu_2 H_2$. Pereinant paviršių turi būti išlaikytos dvi sąlygos:



$$H_1 \cdot \sin \alpha_1 = H_2 \cdot \sin \alpha_2 \quad (83,1)$$

ir

$$B_{1n} = \mu_1 H_1 \cdot \cos \alpha_1 = \mu_2 H_2 \cdot \cos \alpha_2 = B_{2n}. \quad (83,2)$$

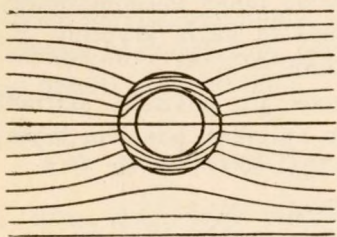
Iš šių lygčių gauname:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 : \operatorname{tg} \alpha_2 = \mu_1 : \mu_2. \quad (83,3)$$

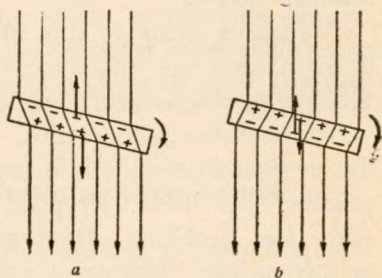
Taigi magnetinio lauko jėgų linijos, pereidamos iš vienos aplinkos į kitą, lūžta ir artėja prie iškelto iš jų kritimo taško statmens, kai antrosios aplinkos magnetinis pralaidumas μ_2 yra mažesnis už pirmosios aplinkos pralaidumą μ_1 ir atvirkščiai. Įdomiai lūžta vienalyčio magnetinio lauko jėgų linijos, eidamos iš oro į geležinį žiedą. Įėjusios iš vienos žiedo pusės, jos toliau

eina pačiu žiedu ir išeina iš jo kitoje, simetriškoje žiedo pusėje, visai neišeidamos iš žiedo jo viduryje (156 pav.). Panašiai lūžta magnetinio lauko jėgų linijos tuščiaviduriame geležiniame rutulyje. Į rutulio vidų magnetinės jėgų linijos visai nepakliūva. Tuo, pvz., remiasi apsauginis geležinių šarvų veikimas.

Įeidamos į paramagnetinę medžiagą, magnetinio lauko jėgų linijos lūžta, nutoldamos nuo statmens (83,3), o įeidamos



156 pav.



157 pav.

į diamagnetinę, — artėdamos prie statmens. Įeinamajame ir išeinamajame paviršiuose dėl indukcijos susidaro paviršiniai magnetiniai poliai. Paramagnetinės medžiagos kūnuose indukuoto paviršinio magnetinio dipolio ašis eina magnetinių jėgų linijų kryptimi (157 pav., a), o diamagnetinių medžiagų kūnuose — priešinga kryptimi (157 pav., b). Šių paviršinių polių svorio centrai yra pastumti magnetinio lauko atžvilgiu, todėl kūną veikia sukamasis momentas, kuris dėl atvirkščio paviršinių magnetinių polių pasiskirstymo ir paramagnetinius, ir diamagnetinius kūnus kreipia ta pačia kryptimi, stengdamasis juos pakreipti išilgai magnetinio lauko jėgų linijų.

Vakuume ($\mu_0=1$) veikiančių tarp dviejų, esančių nuotolyje r vienas nuo kito, stiprumo m_1 ir m_2 magnetinių polių jėgą F nusako Kulono dėsnis, kuris CGS vienetų sistemoje išreiškiamas taip:

$$F = \frac{m_1 m_2}{r^2}. \quad (83,4)$$

Tačiau kai magnetiniai poliai yra bet kurioje medžiaginėje aplinkoje, kurios $\mu \neq 1$, ta jėga dėl aplinkos poliarizacijos pakinta. Indukuotų (įmagnetinimo) paviršinių polių sudarytas magnetinis laukas susideda su pirminiu išoriniu magnetiniu lauku. Ferromagnetinėse ir paramagnetinėse medžiagose indukuotųjų pa-

viršinių polių magnetinis laukas magnetiko išorėje yra priešingos, magnetike — tos pačios, o diamagnetinėse medžiagose — išorėje — tos pačios ir magnetike — priešingos krypties, kaip išorinis magnetinis laukas. Tyrimai parodė, kad medžiaginėse aplinkose kuloninė jėga

$$F = \frac{m_1 m_2}{\mu r^2}. \quad (83,4a)$$

Feromagnetinėse ir paramagnetinėse aplinkose sąveika tarp magnetinių polių silpnėja, o diamagnetinėse medžiagose stiprėja.

§ 84. MAGNETINIS JĖGŲ SRAUTAS. MAGNETINĖ VARŽA

Praeinančių pro kūno paviršių magnetinių jėgų linijų skaičius nusako magnetinį jėgų srautą. Kai ploto dS paviršiaus elementas yra stiprumo H magnetiniame lauke, tai pro jį einąs magnetinis jėgų srautas vakuume

$$d\Phi = H dS. \quad (84,1)$$

Tada pro visą paviršių einąs magnetinis jėgų srautas

$$\Phi = \int H dS. \quad (84,2)$$

Einąs pro ploto dS paviršiaus elementą magnetinis jėgų srautas magnetinio pralaidumo μ aplinkoje

$$d\Phi = \mu H dS = B dS,$$

o pro visą paviršių praeinąs magnetinis jėgų srautas

$$\Phi = \int B dS. \quad (84,3)$$

Paimkime stiebo formos kūną, įmagnetintą išilgai jo išilginės ašies. Jo ilgis l , o galinių paviršių plotas S . Magnetinis jėgų srautas

$$\Phi = BS = \mu HS. \quad (84,4)$$

Įmagnetinančio lauko magnetovaros jėga U_m yra išreiškiama taip (72,3):

$$U_m = Hl.$$

Taigi

$$\Phi = \frac{U_m \mu S}{l}.$$

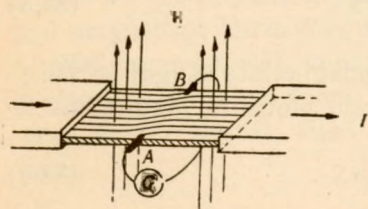
Šis magnetinio jėgų srauto reiškinys formaliai atitinka Omo dėsnio reiškinį elektrodinamikoje (27,1): magnetinis jėgų srautas Φ atitinka elektros srovės stiprumą I ; $\mu \frac{S}{l}$ atitinka elektrinį laidumą, o $\frac{l}{\mu S}$ — elektrinę varžą. Pastarąjį dydį vadiname *magnetine kūnų varža*. Reikia pažymėti, kad čia turime ne esminį, bet tik formalų panašumą. Magnetinis jėgų srautas nereiškia magnetinių polių judėjimo, nes jų iš tikrųjų neturime. Tačiau nežiūrint to, toks kūnų magnetinės varžos reiškinys kartais padeda apskaičiuoti feromagnetinių kūnų sistemos, pvz., kelių nuosekliai sujungtų feromagnetikų, magnetinę varžą, kuri lygi atskirų kūnų magnetinių varžų sumai. Todėl toks magnetinės varžos reiškinys turi praktinę reikšmę elektrotechnikoje.

§ 85. GALVANOMAGNETINIAI IR TERMOMAGNETINIAI EFEKTAI

Tyrimai parodė, kad magnetinis laukas turi įtakos elektros ir šilumos srovės reiškiniams metaluose bei puslaidininkiuose, sukeldamas naujus efektus. Nustatyta visa eilė šios rūšies efektų.

A. Skersinis galvanomagnetinis, arba Holo, efektas

158 pav. pavaizduota plona, storio h metaline plokštele rodyklės nurodyta kryptim leidžiama stiprumo I elektros srovė.



158 pav.

Parinkime plokštelėje du vienos įtampos taškus A ir B . Prijungus tuose taškuose galvanometrą, jis visai nenukryps. Tačiau padėjus plokštelę į plokštelės plokštumai statmeną magnetinį lauką, galvanometras nukryps; vadinasi, tarp A ir B taškų

susidaro įtampa U . Ji yra proporcinga magnetinio lauko stiprumui ir išreiškiama taip:

$$U = R \frac{IH}{h}. \quad (85,1)$$

R yra proporcingumo koeficientas, vadinamas *Holo konstanta*.

13 lentelė

Kai kurių metalų Holo konstantos reikšmės 18°C temperatūroje, išreikštos CGSM vienetais

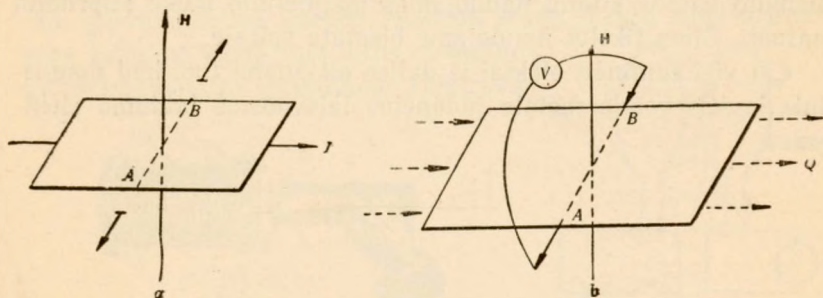
Metalas	$R \cdot 10^4$	Metalas	$R \cdot 10^4$
Pt	-2	Ag	-8,2
Cu	-5,2	Cd	+5,9
Au	-7	Zn	+6,4

Feromagnetinių medžiagų Holo efektas priklauso ir nuo įmagnetinimo. Įtampa U didėja, įmagnetinimui stiprėjant.

Turime ir visiškai panašų šiluminį efektą. Tekant šilumos srovei plokšte, skersiniame statmename magnetiniame lauke tarp taškų A ir B susidaro temperatūrų skirtumas, kuris taip pat proporcingas magnetinio lauko stiprumui.

B. Skersinis termomagnetinis efektas

Bėgant plokšte elektros srovei, statmename magnetiniame lauke tarp taškų A ir B susidaro temperatūrų skirtumas, o te-



159 pav.

kant ja šilumos srovei, tomis pat sąlygomis gaunama tarp taškų A ir B įtampa (159 pav., a ir b).

C. Išilginis termomagnetinis efektas

Bėgant plokšte elektros srovei, išilgai jos krypties susidaro temperatūrinis gradientas. Ir atvirkščiai, tekant plokšte šilumai, išilgai tekėjimo krypties susidaro įtampa, kurios kryptis priešinga temperatūrinio gradiento kryptiai.

D. Tomsono efektas

Magnetiniame lauke metalų elektrinis ir šiluminis laidumai mažėja. Ypač aiškiai pastebime bismuto elektrinio laidumo ir varžos kitimą. Stiprinant magnetinį lauką, iš pradžių bismuto varža didėja staigiau, o stipriuose (daugiau kaip 10 000 Oe) magnetiniuose laukuose ji auga beveik tiesiog proporcingai magnetinio lauko stiprumui H . Temperatūrai kylant, magnetinio lauko įtaka varžai mažėja. Jei bismuto vielelės varža be magnetinio lauko 18°C temperatūroje bus 1, tai magnetiniame lauke ji keičiasi šiuo santykiu:

$H = 0$	2000	6000	10 000	15 000	20 000	30 000	40 000 Oe
1	1,046	1,24	1,48	1,80	2,09	2,70	3,37

Žemesnėse temperatūrose bismuto varža kinta žymiai daugiau. 37 000 Oe stiprumo magnetiniame lauke bismuto varža padidėja 4 kartus 0°C, 6 kartus — 79°C, 10 kartų — 115°C ir 230 kartų — 180°C temperatūroje, palyginus su jo varža be magnetinio lauko. Bismuto varžos kitimu naudojamos magnetinio lauko stiprumui matuoti. Šiam tikslui naudojame bismuto spiralę.

Čia visi suminėti efektai iš dalies aiškinami tuo, kad magnetinis laukas veikia metale judančius laisvuosius laidumo elektronus.

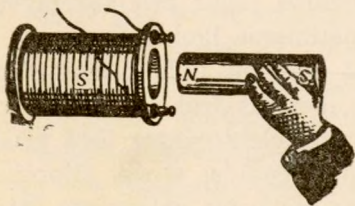
X SKYRIUS

ELEKTROMAGNETINĖ INDUKCIJA

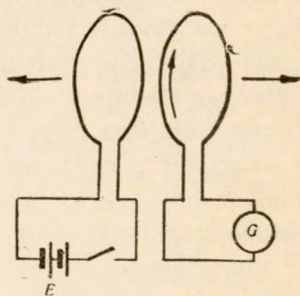
§ 86. ELEKTROMAGNETINĖ INDUKCIJA. FARADĖJAUS DESNIS

Sujunkime ritę S su galvanometru ir artinkime arba tolinkime nuo jos magnetą NS (160 pav.). Artinant prie ritės magnetą, galvanometro rodyklė nukrypsta vienon, o tolinant — priešingon pusėn. Taigi, artinant arba tolinant magnetą, ritės grandinėje bėga elektros srovė, atseit, atsiranda elektrovaros jėga.

Vieną ritę sujunkime su galvaniniu elementu arba akumulatorium E , prie antrosios prijunkime galvanometrą G . Pro pirmąją ritę paleiskime elektros srovę. Artinkime arba tolinkime rities vieną nuo kitos (161 pav.). Tuomet antrosios ritės grandinėje galvanometras parodo elektros srovę. Taigi, rities artinant arba tolinant vieną nuo kitos, sužadina ma galvanometro grandinėje elektrova-



160 pav.

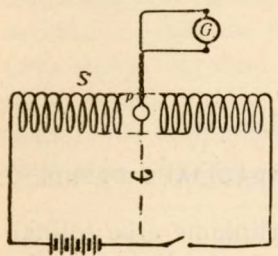


161 pav.

ros jėga. Išjungiant bei įjungiant elektros srovę pirmosios ritės grandinėje, antrosios ritės galvanometras taip pat parodo elektros srovę.

Cia minėtieji elektros srovės, taigi ir elektrovaros jėgos, sužadavimo tyrimai, iš pirmo žvilgsnio atrodo visai skirtingo pobūdžio, iš esmės nesiskiria: juose, artinant ir tolinant magnetą bei elektros srovės grandinę arba įjungiant ir išjungiant elektros srovę grandinėje, keičiamas magnetinio lauko stiprumas. Suža-

dintos elektros srovės, taigi ir elektrovaros jėgos, dydis priklauso nuo magnetinio lauko kitimo staigumo. Kuo pastarojo kitimas staigesnis, tuo elektrovaros jėga yra didesnė. Tokiu būdu, laidininke arba grandinėje, kurie juda arba yra padėti kintamo stiprumo magnetiniame lauke, sužadinama elektrovaros jėga, o



162 pav.

jei grandinė sujungta, — elektros srovė. Šį reiškinį vadiname elektromagnetine indukcija; o šiuo būdu sužadintą elektrovaros jėgą — indukuota (indukcijos) elektrovaros jėga. Elektromagnetinę indukciją atrado Faradėjus 1831 m. Elektromagnetinės indukcijos dėsningumams nuodugniai pažinti, paprastai tiriama kontūre ne indukuotos elektros srovės stiprumas, kuris priklauso nuo grandinės ypatybių, bet indukuotoji elektrovaros jėga. Pastaroji visai nepriklauso nuo kontūro ypatybių. Tyrimui naudojamos dvi ritės. Viena yra ilgas solenoidas S su plyšiu p per vidurį. Antrą ritę sudaro viena arba kelios vijos. Pro pirmosios ritės plyšį ją galime įnešti į solenoidą arba ištraukti iš jo (162 pav.). Paleidus solenoidu elektros srovę, jame susidarys vienalytis magnetinis laukas. Antrąją ritelę įnešant į magnetinį lauką arba ją išnešant iš jo, jos galuose indukuojama elektrovaros jėga, kurią išmatuojame prijungtu jautriu voltmetru arba oscilografu. Pastarojo ekrane galėsime stebėti elektrovaros jėgos priklausomybę nuo ritelės judėjimo pobūdžio magnetiniame lauke.

Tyrimai parodė, kad, ritei staigiau judant magnetiniame lauke, elektrovaros jėga didėja, bet jos trukmės kreivė visada apriboja tokį pat plotą. Indukuotoji elektrovaros jėga priklauso ir nuo elektros srovės stiprumo solenoide; srovei stiprėjant, ji didėja. Ji priklauso ir nuo ritelės ploto, jos pakrypimo atžvilgiu magnetinio lauko jėgų linijų krypties solenoide. Indukuotąją elektrovaros jėgą gauname, pasukdami ritelę magnetiniame lauke, išjungdami bei įjungdami elektros srovę solenoide.

Iš šių bandymų buvo padaryta išvada, kad indukuotoji elektrovaros jėga atsiranda, kintant magnetiniam srautui, ir kad ji yra proporcinga magnetinio srauto pakitimui per laiko vienetą. Pažymėkime skrodžiantį ritelę magnetinį jėgų srautą Φ , indukuotą elektrovaros jėgą E , tai CGSM vienetų sistemoje

$$E = - \frac{d\Phi}{dt}, \text{ o CGSE } -E = - \frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}. \quad (86,1)$$

CGSM vienetų sistemoje magnetinis srautas išreiškiamas maksvelais (M), MKSA — veberiais. 1 veberis ($V \cdot s$) lygus 10^8 M. Išreikšdami dydžius MKSA vienetų sistemoje, galime pasakyti, kad

1 volto indukuotą elektrovaros jėgą gauname tada, kai skrodžiantis kontūro paviršių magnetinis srautas kinta 1 veberiu per 1 s, arba

magnetinis srautas pro paviršių yra lygus 1 veberiui ($1 V \cdot s$), jei, jam išnykstant, paviršių juosiančiame kontūre indukuojama per sekundę 1 volto elektrovaros jėga.

Aprašytieji tyrimai parodo, kad indukuotą elektrovaros jėgą galime gauti, keisdami arba magnetinio srauto tankį, arba magnetinę indukciją B , arba keisdami kontūro plotą bei jo padėtį atžvilgiu B . Todėl, apibendrinami šiuos abu atvejus, elektromagnetinės indukcijos dėsnį, kurį išreiškia lygtis (86,1), galime taip parašyti:

$$E = - \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d}{dt} \int_S B \cdot \cos(\mathbf{B}, d\mathbf{S}) \cdot dS. \quad (86,2)$$

Apskritai, magnetinį srautą Φ galime taip išreikšti:

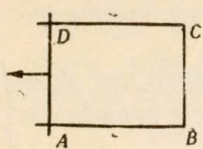
$$\Phi = \int_S \mathbf{B} d\mathbf{S} = \int_S B \cdot \cos(\mathbf{B}, d\mathbf{S}) \cdot dS, \quad (86,3)$$

čia $\mathbf{B}$ yra magnetinė indukcija, $d\mathbf{S}$ — paviršiaus elementas. Reiškinyje (86,2) gali kilti arba magnetinė indukcija B , arba kontūro paviršiaus plotas S , arba jo padėtis, kurią nusako $\cos(\mathbf{B}, d\mathbf{S})$. Lygtis (86,2) nusako bendriausia forma Faradėjaus elektromagnetinės indukcijos dėsnį.

Cia minėti elektromagnetinės indukcijos atvejai nėra vieninteliai, jų yra daugiau. Apskritai, elektromagnetinės indukcijos reiškiniai įvairūs. Jiems išreikšti tenka apibendrinti nagrinėtus elektrodinamikos dėsnius, nes tik indukcijos atvejį, kai laidininkas juda pastovaus stiprumo magnetiniame lauke, tegalime išaiškinti magnetinio lauko ponderomotorinės (Lorenco) jėgos veikimu.

Išsivaizduokime vielinį keturkampį kontūrą. Viena jo kraštinė AD gali laisvai slankioti kraštinėmis AB ir CD , pasilikdama su jomis glaudžiamie sąlytyje (163 pav.). Jos ilgis yra l , kitų dviejų kraštinių AB ir CD — x . Kontūras yra vienalyčiame stiprumo $\mathbf{H}$

magnetiniame lauke, kurio kryptis yra statmena kontūro plokštumai. Stumkime kraštinę AD rodyklės nurodyta kryptim greičiu $\mathbf{v}$. Tuo pat greičiu slenka joje esą elektros krūvių nešėjai — laisvieji elektronai. Lekiantį skersai magnetinį lauką elektroną veikia statmena $\mathbf{H}$ ir $\mathbf{v}$ kryptims ponderomotorinė Lorencio jėga (99,2)



163 pav.

$$\mathbf{F} = \frac{e}{c} [\mathbf{v}\mathbf{H}],$$

kurios absoliutinė reikšmė

$$F = \frac{evH}{c},$$

nes šiuo atveju $\sin(\mathbf{v}, \mathbf{H}) = 1$. Šios jėgos veikiami elektronai slenka judančiu laidininku. Vienam elektronui pastumti nuotoliu l reikia atlikti darbą

$$W = Fl = \frac{evlH}{c}.$$

Antra vertus, perkeliant elektros krūvį, atliekamą darbą išreiškia elektros kiekio e ir įtampos, arba elektrovaros jėgos, U sandauga, taigi

$$W = eU.$$

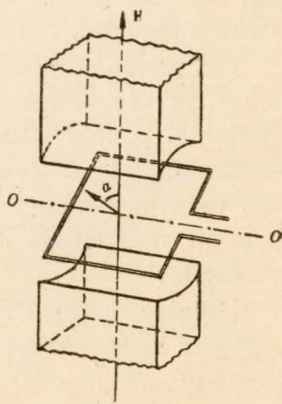
Tokiu būdu, kontūro kraštinei slenkant, indukuojama elektrovaros jėga

$$E = \frac{lvH}{c}. \quad (86,4)$$

Tačiau $v = \frac{dx}{dt}$, o $lx = S$ išreiškia kontūro plotą. Įstatę tai į lygtį (86,4), gausime:

$$E = \frac{lH}{c} \frac{dx}{dt} = \frac{H}{c} \frac{dS}{dt}. \quad (86,5)$$

Sukime keturkampį kontūrą vienalyčiame pastovaus stiprumo $\mathbf{H}$ magnetiniame lauke aplink ašį OO (164 pav.). Sukimo ašies kryptiniai statmenos kraštinės ilgis yra l_1 , o lygiagrečios ašiai — l_2 . Kontūro plokštumos normalės su magnetinio lauko kryptimi sudarytą



164 pav.

kampą pažymėkime α , taigi $\alpha = (\mathbf{S}, \mathbf{H})$. Kai kontūras sukamas kampiniu greičiu $\frac{d\alpha}{dt}$, tai lygiagrečių sukimo ašiai kraštinių linijinis greitis $v = \frac{l_1}{2} \frac{d\alpha}{dt}$. Šių kraštinių laisvuosius elektronus veikianti ponderomotorinė jėga

$$F = \frac{l_1 e}{2c} H \cdot \sin(\mathbf{v}, \mathbf{H}) \cdot \frac{d\alpha}{dt}, \quad (86,6)$$

bet $\sin(\mathbf{v}, \mathbf{H}) = \sin(\mathbf{S}, \mathbf{H}) = \sin \alpha$, todėl

$$F = \frac{l_1 e}{2c} H \cdot \sin \alpha \frac{d\alpha}{dt} = -\frac{l_1 e}{2c} H \frac{d(\cos \alpha)}{dt}. \quad (86,7)$$

Šiose kraštinėse elektros krūvio e perkėlimui atliktas darbas

$$W = -\frac{e}{c} l_1 l_2 H \frac{d(\cos \alpha)}{dt} = -\frac{e}{c} S H \frac{d(\cos(\mathbf{S}, \mathbf{H}))}{dt}. \quad (86,8)$$

O indukuotoji elektrovaros jėga

$$E = \frac{W}{e} = -\frac{1}{c} S H \frac{d(\cos(\mathbf{S}, \mathbf{H}))}{dt}. \quad (86,9)$$

Pro kontūro plotą einantis magnetinis srautas

$$\Phi = \int_S \mathbf{H} d\mathbf{S} = \int_S H \cdot \cos(\mathbf{H}, d\mathbf{S}) \cdot dS, \quad (86,10)$$

kai kontūras yra vakuume, ir

$$\Phi = \int_S \mu \mathbf{H} d\mathbf{S} = \int_S \mathbf{B} d\mathbf{S} = \int_S B \cdot \cos(\mathbf{B}, d\mathbf{S}) \cdot dS, \quad (86,11)$$

kai kontūras yra magnetinio pralaidumo μ magnetinėje aplinkoje. Išdiferencijavę gauname:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} \int_S H \cdot \cos(\mathbf{H}, d\mathbf{S}) \cdot dS \text{ ir } \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} \int_S B \cdot \cos(\mathbf{B}, d\mathbf{S}) \cdot dS.$$

Sukamojo kontūro plotas nekinta, keičiasi tik kampas $(\mathbf{H}, d\mathbf{S})$ arba $(\mathbf{B}, d\mathbf{S})$. Šiuo atveju

$$\frac{d\Phi}{dt} = H S \frac{d(\cos(\mathbf{H}, \mathbf{S}))}{dt}$$

arba

$$\frac{d\Phi}{dt} = B S \frac{d(\cos(\mathbf{B}, \mathbf{S}))}{dt}. \quad (86,12)$$

Palyginę lygtis (86,9) ir (86,12), gauname:

$$E = - \frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}. \quad (86,13)$$

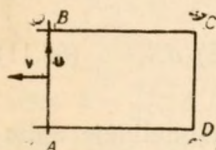
Zodžiu,

indukuotoji elektrosvaros jėga yra lygi einančio pro kontūro juosiamą plotą magnetinio jėgų srauto pakitimui (laiko atžvilgiu).

Lygties (86,13) dešiniąją pusę imame su neigiamu ženklu, nes pagal Lenco dėsnį (§ 88) indukuotoji elektrosvaros jėga yra priešingos krypties sužadinajamajai elektrosvaros jėgai. Iš pastarosios lygties (86,13) lengvai gaunami atskiriems atvejams išvestieji indukuotosios elektrosvaros jėgos reiškiniai. Lygtis (86,13) nusako elektromagnetinės indukcijos Faradėjaus dėsnį (86,2).

§ 87. INDUKUOTOJI ELEKTROSVAROS IR PONDEROMOTORINĖS JĖGOS

Judant laisvam elektros krūviui, pvz., elektronui, skersai magnetinį lauką, elektroną veikia Lorencio jėga, kuri neatlieka jokio darbo (§ 99). Jėga, veikianti skersiniame magnetiniame lauke judantį laidininką, kuriuo bėga elektros srovė, atlieka darbą. Tačiau šiais abiem atvejais magnetinis laukas veikia judančius elektros krūvius, todėl iškyla lyg ir prieštaravimas, kurį pasistenkime išaiškinti.



165 pav.

Imkime keturkampį kontūrą $ABCD$ su viena judama kraštine AB (165 pav.). Ji juda greičiu $\mathbf{v}$, nešdama kartu tuo pat greičiu ir laisvuosius elektronus. Tačiau elektros srovėje laisvieji elektronai slenka išilgai AB greičiu $\mathbf{u}$. Tokiu būdu, elektronų tvarkingojo judėjimo greitis yra lygus $\mathbf{u} + \mathbf{v}$. Veikianti atskirą elektroną Lorencio jėga (99,2)

$$\mathbf{F}_e = \frac{e}{c} [(\mathbf{u} + \mathbf{v}) \mathbf{B}]. \quad (88,1)$$

Ji statmena $\mathbf{u} + \mathbf{v}$ ir neatlieka jokio darbo. Išskaidykime šią jėgą į dvi dedamąsias: į laidininko judėjimo sąlygotą ir nukreiptą išilgai laido $\mathbf{F}_1$ ir į elektros krūvių elektros srovėje judėjimo lai-

dininku sąlygotą F_2 . Pastaroji jėga turi priešingą greičiui $\mathbf{v}$ kryptį. Pirmoji dedamoji

$$\mathbf{F}_1 = \frac{e}{c} [\mathbf{v}\mathbf{B}], \quad (88,2)$$

o antroji

$$\mathbf{F}_2 = \frac{e}{c} [\mathbf{u}\mathbf{B}]. \quad (88,3)$$

Pastaroji dedamoji, apskaičiuota visiems elektronams, ir išreiškia laidininką veikiančią ponderomotorinę jėgą

$$\mathbf{F} = \Sigma \mathbf{F}_2,$$

nes visų elektronų jėga $\mathbf{F}_1$ panaikinama lygios ir nukreiptos priešinga kryptimi veikiančios kristalinės gardelės jonus ponderomotorinės jėgos; jonų skaičius yra lygus laisvųjų elektronų skaičiui.

Veikianti jonus jėga neatlieka jokio darbo, nes ji yra statmena $\mathbf{v}$ kryptčiai. Dėl elektronų veikiančios jėgos tenka štai kas pasakyti: nagrinėdami atskirą elektroną veikiančią jėgą $\mathbf{F}_e$, ją suskaidėme į jėgas $\mathbf{F}_1$ ir $\mathbf{F}_2$, kurios, slenkant elektros krūviams, atlieka lygų, bet priešingo ženklo darbą; taigi visos jėgos $\mathbf{F}_e$ atliktasis darbas yra lygus nuliui. Stebėdami reiškinį makroskopiškai, visų dedamųjų jėgų $\mathbf{F}_2$ atstojamąją laikome veikiančia laidininką ponderomotorine jėga $\mathbf{F} = \Sigma \mathbf{F}_2$, kuri, laidininkui judant, atlieka darbą dW , o visų $\mathbf{F}_1$ dedamųjų atstojamąją suvedame į indukcijos elektrovaros jėgą E_i ir jos darbą — į elektrinę energiją $E_i I_i \cdot dt$. Visos ponderomotorinės jėgos $\Sigma(\mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2)$ darbas yra lygus nuliui, todėl

$$dW + E_i I_i \cdot dt = 0. \quad (88,4)$$

Darbas dW yra lygus darbui dW' , kurį atliekame, nugalėdami ponderomotorinę jėgą $\mathbf{F}$, tik priešingo ženklo, taigi $dW = -dW'$. Todėl gauname, kad

$$dW' = E_i I_i \cdot dt. \quad (88,5)$$

Tokiu būdu, priverčiant judėti laidininką magnetiniame lauke, atliekamas darbas, nugalint judėjimui priešingą ponderomotorinę jėgą $\mathbf{F}$, kuri sukelia indukcinės elektros srovės. Šis darbas atgaunamas atgal kaip indukuotos elektrovaros jėgos atliktasis darbas. Tokia energetiniu požiūriu yra elektrinių (dynamo) mašinų veikimo esmė. Kai elektrinė mašina neįjungta į tinklą,

indukuotoji elektrovaros jėga neatlieka jokio darbo. Mašinos sukti tereikia nugalėti tik mechaninę trintį. Įjungus mašiną į tinklą, jos sukamasis momentas turi žymiai padidėti, nes tuo atveju reikalinga mechaninė energija ne tik trinčiai nugalėti, bet ir elektriniam darbui atlikti.

§ 88. Lenco dėsnis

Indukuotos elektrovaros jėgos kryptis nusakoma Lenco dėsnio: *indukuotoji elektros srovė visada bėga tokia kryptimi, kad jos sužadintasis magnetinis laukas stabdytų sistemos būvio kitimą.*

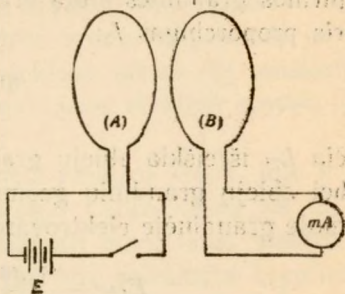
Pvz., kai elektromagnetinė indukcija sukelia apskritoje vijoje, artinant bei tolinant magnetinį polių, tai šioje vijoje indukuotos elektros srovės magnetinis laukas stabdo magnetinio poliaus judėjimą. Magnetinį polių artinant, indukuotosios elektros srovės magnetinis laukas tą polių stumia, o tolinant polių,— traukia. Taigi abiem atvejais indukuojama priešingų krypčių elektrovaros jėga. Kai indukcija sužadinama, keičiant magnetinio lauko stiprumą, tai šiuo atveju indukuotosios elektros srovės magnetinis laukas siekia pašalinti arba bent sulėtinti magnetinio lauko stiprumo kitimą; taigi magnetinio lauko stiprumui mažėjant, indukuotosios elektros srovės magnetinis laukas turi tokią pat kryptį, o jo stiprumui didėjant,— priešingą kryptį.

Lenco dėsnis išplaukia iš energijos išsilaikymo principo. Indukuotai elektros srovei bėgant grandinėje, laidininkai įšyla. Šiluminė energija gaunama iš elektromagnetinę indukciją sukeliančio veiksnio energijos. Kai tas veiksnys yra kūnų, pvz., magnetinio poliaus arba ritės judėjimas, tai pastarasis turi silpnėti, nes jų kinetinės energijos dalis ir virsta šilumine energija. O kai indukciją sužadinęs veiksnys yra magnetinio lauko stiprumo kitimas, kurį, pvz., sukelia, keisdami elektros srovės stiprumą, tai šiuo atveju elektros srovės šaltinio tiekiamosios energijos dalis panaudojama indukcijos srovei sukelti, ir tik likusioji jos dalis eina elektros srovės magnetiniam laukui sukurti. Todėl, esant indukcijai, elektros srovės magnetinis laukas stiprėja lėčiau, kaip be indukcijos.

Iš Lenco dėsnio aiškėja, kad, įjungiant arba stiprinant laidininke elektros srovę, šalia jo esančiame kitame laidininke, indukuojama priešingos krypties, o išjungiant bei silpninant,— tos pačios krypties elektros srovė.

Dvi arba daugiau šalia viena kitos esančios elektros srovės grandinės yra induktyviškai surištos. Keičiant vienoje jų elektros srovės stiprumą arba jų savitarpio padėtį, kitoje indukuojama elektrovaros jėga ir, jei jos yra uždarytos, elektros srovė. Elektros srovės grandinių induktyvus ryšys priklauso nuo grandinių formos ir jų padėties.

Imkime dvi bet kaip padėtas elektros srovės grandines (166 pav.). Pirmosios (A) grandinės dydžius žymėkime ženkluku 1, o antrosios (B) — 2. Pirmoje grandinėje bėganti stiprumo I_1 elektros srovė bet kurioje erdvės vietoje sukelia proporcingą I_1 indukciją B_1 . Ir pro esantį toje vietoje antrosios grandinės plotą dS_2 praeina magnetinis jėgų linijų srautas $d\Phi_2$, kuris lygus $B_1 dS_2$, o pro antrosios grandinės visą plotą praeina magnetinis jėgų linijų srautas



166 pav.

$$\Phi_2 = \int_S \mathbf{B}_1 d\mathbf{S}_2 = \int_S B_1 \cos(\mathbf{dS}_2, \mathbf{B}_1) \cdot dS_2. \quad (89,1)$$

Jis yra proporcingas pirmosios grandinės elektros srovės stiprumui I_1 . Pažymėję proporcingumo koeficientą $\frac{1}{c} L_{12}$ (čia $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/s), galėsime Φ_2 taip išreikšti:

$$\Phi_2 = \frac{1}{c} L_{12} I_1. \quad (89,2)$$

Dydį L_{12} vadiname abiejų grandinių abipusės indukcijos koeficientu, arba abipuse indukcija. Šis dydis priklauso nuo abiejų grandinių formos, jų padėties viena kitos atžvilgiu, taigi nuo jų geometrinės konfigūracijos, o taip pat ir nuo aplinkos magnetinio pralaidumo.

Magnetinį jėgų srautą Φ_2 galime keisti dvejopu būdu: keisdami arba pirmos grandinės elektros srovės stiprumą, arba abiejų grandinių geometrinę konfigūraciją. Pastaruoju atveju keisis jų abipusė indukcija L_{12} . Taigi

$$\frac{d\Phi_2}{dt} = \frac{L_{12}}{c} \frac{dI_1}{dt} + \frac{I_1}{c} \frac{dL_{12}}{dt}. \quad (89,3)$$

Indukuotoji antroje grandinėje elektros jėga (86,1)

$$E_2 = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi_2}{dt} = -\frac{L_{12}}{c^2} \frac{dI_1}{dt} - \frac{I_1}{c^2} \frac{dL_{12}}{dt}. \quad (89,4)$$

Bėgant antroje grandinėje stiprumo I_2 elektros srovei, pro pirmos grandinės plotą praeina magnetinis jėgų srautas Φ_1 , kuris proporcingas I_2 :

$$\Phi_1 = \frac{1}{c} L_{21} I_2, \quad (89,5)$$

čia L_{21} išreiškia abiejų grandinių abipusę indukciją. Keičiant I_2 bei abiejų grandinių geometrinę konfigūraciją, indukuotoji pirmoje grandinėje elektros jėga

$$E_1 = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi_1}{dt} = -\frac{L_{21}}{c^2} \frac{dI_2}{dt} - \frac{I_2}{c^2} \frac{dL_{21}}{dt}. \quad (89,6)$$

Eksperimentai ir teorinės išvados (§ 90) rodo, kad $L_{21} = L_{12}$, taigi dviejų elektrinių grandinių abipusė indukcija abiem grandinėms yra vienoda. Pažymėkime ją L . Induktyvusis dviejų grandinių ryšys (taigi ir jų indukcija L) yra tuo stipresnis, kuo didesnė vienos grandinės magnetinio jėgų srauto dalis praeina pro antros grandinės kontūrą. Artinant grandines, jų induktyvusis ryšys stiprėja, artėdamas prie tam tikros ribinės reikšmės, kai abi grandinės sutampa. Kai abiejų grandinių geometrinė konfigūracija nesikeičia, tai $\frac{dL_{12}}{dt} = \frac{dL_{21}}{dt} = 0$. Šiuo atveju

$$E_1 = -\frac{L}{c^2} \frac{dI_2}{dt} \text{ ir } E_2 = -\frac{L}{c^2} \frac{dI_1}{dt}. \quad (89,7)$$

Abipusės indukcijos dimensija CGSE vienetų sistemoje yra

$$[L] = \frac{[E][c^2][dt]}{[dI_2]}.$$

Abipusės, ir apskritai, indukcijos vienetas CGSM vienetų sistemoje yra centimetras (cm). Kai vienoje grandinėje elektros srovės stiprumas kinta 1 CGSM elektros srovės stiprumo vienetu per 1 s ir antroje grandinėje indukuojama 1 CGSM vieneto dydžio elektros jėga, tai tokių abiejų grandinių abipusė indukcija yra lygi 1 CGSM vienetui. MKSA vienetų sistemoje indukcijos vienetas yra henris (H). Kai vienoje grandinėje elektros srovės stiprumas kinta 1 A per 1 s ir kitoje indukuojama 1 V

elektrovaros jēga, tai tų grandinių abipusė indukcija lygi 1 H.

$$1 \text{ H} = 10^9 \text{ cm} = \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} \text{ CGSE.}$$

Kiekvienos grandinės, kuria bėga elektros srovė, kontūrą skrodžia savojo magnetinio lauko magnetinis jėgų srautas. Kintant magnetinio lauko stiprumui, kinta pro kontūrą praeinąs magnetinis srautas, o tada grandinėje indukuojama elektrovaros jėga. Taigi, kintant grandinėje elektros srovės stiprumui, joje indukuojama elektrovaros jėga ir elektros srovė. Šį reiškinį vadiname *saviindukcija*, o tuo būdu gautąsias elektros sroves — *saviindukcijos*, arba *ekstra*, *srovėmis*.

Ijungiant arba išjungiant grandinėje elektros srovę, joje indukuojamos saviindukcinės srovės. Pagal Lenco dėsnį jos turi būti tokios krypties, kad palaikytų esamąjį būvį, taigi, elektros srovę įjungiant, saviindukcijos srovė turi būti priešingos krypties įjungiamajai elektros srovei, o išjungiant, — tos pačios krypties. Taigi elektrovaros jėga stengiasi sulaukyti grandinės elektros srovės kitimą. Todėl didesnę saviindukciją turinčiose grandinėse, įjungiant arba išjungiant elektros srovę, pastaroji sustiprėja arba susilpnėja ne staiga, bet palengva. Saviindukcijos reiškinį galime palyginti su inercijos reiškiniu. Elektros krūviams išjudinti reikia atlikti darbą, kuris sukaupiamas aplink laidininką susidariusiame magnetiniame lauke.

Pro elektros srovės grandinės kontūrą einąs magnetinis srautas yra proporcingas grandinė bėgančios elektros srovės stiprumui I :

$$\Phi = \frac{L}{c} I, \quad (89,8)$$

čia L yra elektros srovės grandinės *saviindukcijos koeficientas*, arba *saviindukcija*. L priklauso tik nuo grandinės konfigūracijos. Kintant elektros srovės stiprumui ir grandinės konfigūracijai, indukuota elektrovaros jėga

$$E = - \frac{L}{c^2} \frac{dI}{dt} - \frac{I}{c^2} \frac{dL}{dt}. \quad (89,9)$$

Kai kinta tiktai elektros srovės stiprumas, tai

$$E = - \frac{L}{c^2} \frac{dI}{dt}. \quad (89,10)$$

Saviindukcija, kaip ir abipusė indukcija, CGSM vienetų sistemoje matuojama centimetrais, o MKSA — henriais.

§ 90. ELEKTROS SROVIŲ MAGNETINĖ ENERGIJA. MAGNETINIO LAUKO ENERGIJA

Suraskime darbą, kurį reikia atlikti, nugalint indukcijos elektrovaros jėgą F , kai grandinėje elektros srovė stiprėja nuo nulio iki I . Atliktasis per laiką dt indukuotos stiprumo I elektros srovės darbas

$$dW = -EI \cdot dt. \quad (90,1)$$

Istatę E reikšmę iš lygties (89,10), turėsime:

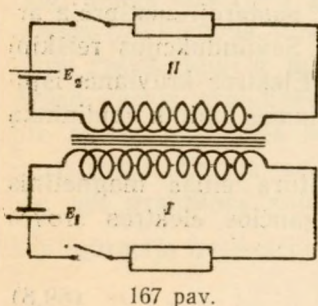
$$dW = \frac{1}{c^2} LI \frac{dI}{dt} \cdot dt = \frac{1}{c^2} LI \cdot dI \quad (90,2)$$

ir

$$W = \frac{1}{c^2} \int_0^I LI \cdot dI = \frac{1}{2c^2} LI^2. \quad (90,3)$$

Kai I ir L išreiškiame CGSE sistemos vienetais, darbą W gauname ergais. Indukuotosios elektros srovės energijos reiškinys

labai primena kinetinės energijos reiškinį; todėl ši energija kartais vadinama *elektrokinetine energija*.



167 pav.

Raskime energiją, kuri reikalinga indukcijos elektrovaros jėgoms įveikti, paleidžiant elektros srovę dviejuose induktyviai surištose grandinėse (167 pav.). Iš pradžių sujunkime pirmą grandinę. Nugalint saviindukcijos elektrovaros jėgą, kai elektros srovės

stiprumas grandinėje stiprėja nuo 0 iki I_1 , atliekamas darbas (90,3)

$$W_1 = \frac{1}{2c^2} L_1 I_1^2. \quad (90,3a)$$

Po to sujunkime antrą grandinę. Joje, stiprėjant elektros srovei nuo 0 iki I_2 , atliekamas darbas

$$W_2 = \frac{1}{2c^2} L_2 I_2^2. \quad (90,3b)$$

Cia L_1 ir L_2 pažymi pirmos ir antros grandinių saviindukcijos koeficientus. Tačiau antroje grandinėje elektros srovei stiprė-

jant, kinta tos srovės sukurtas ir pirmos grandinės kontūrą skrodžias magnetinis srautas Φ_{21} ; todėl induktyviškai su antrąja grandine surišoje pirmoje grandinėje bus indukuota elektros jėga (89,7)

$$E_{21} = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi_{21}}{dt} = -\frac{1}{c^2} L_{12} \frac{dI_2}{dt},$$

kuri silpnina srovės stiprumą I_1 pirmoje grandinėje. Čia L_{12} žymi abipusės indukcijos koeficientą. Kad pirmoje grandinėje palaikytume pastovią elektros srovę, reikės per laiką dt atlikti darbą

$$dW_{12} = E_{21} I_1 \cdot dt = \frac{1}{c^2} L_{12} I_1 \cdot dI_2.$$

Taigi antroje grandinėje stiprėjant elektros srovei nuo 0 iki I_2 , reikės atlikti darbą

$$W_{12} = \frac{I_1}{c^2} L_{12} \int_0^{I_2} dI_2 = \frac{1}{c^2} L_{12} I_1 I_2. \quad (90,4)$$

Tokiu būdu, paleidžiant abiem grandinėm elektros srovę, reikės atlikti darbą

$$W = W_1 + W_2 + W_{12} = \frac{1}{2c^2} L_1 I_1^2 + \frac{1}{2c^2} L_2 I_2^2 + \frac{1}{c^2} L_{12} I_1 I_2. \quad (90,5a)$$

Grandines galime jungti ir tokia tvarka: iš pradžių įjungiamo antrą grandinę, o paskui pirmą grandinę. Samprotaudami kaip ir pirmiau, rastume:

$$W = W_2 + W_1 + W_{21} = \frac{1}{2c^2} L_2 I_2^2 + \frac{1}{2c^2} L_1 I_1^2 + \frac{1}{c^2} L_{21} I_2 I_1. \quad (90,5b)$$

Abiem atvejais atliktasis darbas bus tokio pat dydžio. Vadinasi, palyginę (90,5a) ir (90,5b) lygtis, randame:

$$L_{12} = L_{21}. \quad (90,6)$$

Atliktasis darbas, nugalint indukcijos elektros jėgas, yra sutelkiamas elektros srovių magnetiniame lauke, todėl jį vadiname *elektros srovių magnetine energija*. Suraskime magnetinio lauko energijos tankį (tūrio vieneto energiją). Šiam tikslui solenoidu paleiskime stiprumo I elektros srovę. Tada solenoide susidariusio magnetinio lauko stiprumas $H = \frac{4\pi I n}{c l}$ (73,3), kai

solenoidas yra vakuume, ir $B = \frac{4\pi I \mu}{c} \frac{n}{l}$, kai jis yra magnetinio pralaidumo μ aplinkoje; n čia žymi solenoido vijų skaičių, l — solenoido ilgį. Kintant elektros srovės stiprumui, indukuojama elektrovaros jėga

$$E = - \frac{nS}{c} \frac{dB}{dt} = - \frac{nS}{c} \mu \frac{dH}{dt} = - \frac{4\pi \mu n^2 S}{c^2 l} \frac{dI}{dt}, \quad (90,7)$$

čia S pažymi solenoido vijų plotą. Antra vertus, pažymėję solenoido saviindukciją L , indukuotąją elektrovaros jėgą galėsime ir taip išreikšti (89,10):

$$E = - \frac{L}{c^2} \frac{dI}{dt}. \quad (90,8)$$

Palyginę lygtis (90,7) ir (90,8), gauname:

$$L = \frac{4\pi \mu S n^2}{l} = 4\pi \mu S n_0^2 l, \quad (90,9)$$

čia n_0 reiškia solenoido vijų skaičių 1 cm, $n_0 = \frac{n}{l}$. Įstatę L reiškinių į (90,3) lygtį ir prisiminę, kad $B = \mu H = \frac{4\pi \mu I n}{cl}$, gausime, kad solenoido viduje magnetinio lauko energija

$$W = \frac{1}{8\pi \mu} B^2 S l = \frac{\mu}{8\pi} H^2 S l. \quad (90,10)$$

Solenoido magnetinis laukas sukoncentruotas beveik išimtinai pačiame solenoide, taigi erdvės tūryje Sl . Jo išorėje lauko stiprumas yra labai mažas. Todėl tūrio vienetą turėsime energiją

$$\rho = \frac{W}{Sl} = \frac{\mu}{8\pi} H^2 = \frac{1}{8\pi} HB = \frac{1}{8\pi \mu} B^2. \quad (90,11)$$

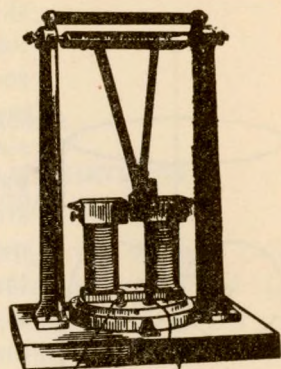
Pastaroji lygtis ir nusako magnetinio lauko energijos tankį. Ji tinka tik tam atvejui, kai B yra tiesinė H funkcija, taigi, kai μ yra pastovus dydis. Feromagnetinėms medžiagoms ta lygtis nebetinka, tuo atveju magnetinio lauko energija išreiškiama sudėtingiau.

§ 91. FUKO ELEKTROS SROVĖS

Kintant magnetiniam jėgų srautui, sujungtoje elektros srovės grandinėje bėga indukuota elektros srovė. Tokios indukcijos srovės gaunamos ne tik grandinės laidininkuose, bet

apskritai elektrai laidžiose medžiagose, pvz., metaliniuose kūnuose. Šios rūšies elektros srovės paprastai vadinamos *Fuko*, arba *ekstra*, srovėmis. Bėgdamos vientisuose metaliniuose kūnuose trumpais uždariais keliais, Fuko srovės kartais esti labai stiprios. Tada jos sukelia žymius mechaninius ir šiluminius efektus.

Fuko srovių kryptį nusako Lenco dėsnis: jų sužadintas magnetinis laukas veikia taip, kad būtų išlaikytas sistemos būvis. Todėl magnetiniame lauke judančių metalinių kūnų greitis mažėja, jų judėjimas stabdomas, tarytum kūnai judėtų klampioje aplinkoje. Padaryta iš storesnės vario plokštelės svyruoklė (168 pav.) šiaip svyruoja beveik neslopinama, bet stipresniame magnetiniame lauke ji labai greitai nustoja svyravusi. Svyrųoklė, kurią sudaro danteliais išpiaustyta metalinė plokštelė, magnetiniame lauke slopinama daug silpniau. Stipresniame magnetiniame lauke varinis arba sidabrinis pinigėlis krinta lėčiau, o stipriausioje lauko vietoje, tarp elektromagneto polių, beveik sustoja kritęs ir apsisuka aplink lauko ašinę liniją.



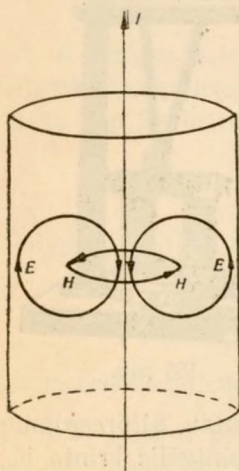
168 pav.

Indukuotųjų elektros srovių veikimu remiasi galvanometrų, seismografų, elektros energijos skaitiklių ir kitų prietaisų judamųjų dalių svyravimų slopinimas.

Svyravimus stabdant, judamųjų dalių judėjimo (kinetinė) energija virsta Fuko srovių džauline šiluma. Pvz., tarp elektromagneto polių sukamas varinis skritulys įšyla. Dinamomašinių inkaruose arba transformatorių šerdyse tam tikra elektrinės energijos dalis virsta šiuo atveju nuostolinga šilumine energija. Indukuotųjų srovių stiprumui sumažinti transformatorių šerdys daromos ne iš vientisos geležies, bet iš plonų, perdėtų izoliaciniu sluoksniu ir statmenų Fuko srovių kryptčiai plokštelių arba virbalių.

Pastaruoju laiku Fuko srovių džaulinė šiluma plačiai naudojama metalurgijoje spalvotų metalų lydinų gamybai specialiose indukciniuose krosnyse. Indas ir sulydomi metalai įstatomi į ritės vidų, pro kurią paleidžiama labai stipri (iki 1000 A) kintamoji elektros srovė. Indukuotos lydymajame metale elektros srovės įkaitina metalą iki labai aukštos temperatūros. Šiuo būdu

galima metalus lydyti vakuumė. Pagaliau dabar Fuko srovės plačiai naudojamos plieninių detalių paviršiui grūdinti. Šis grūdinimo būdas remiasi *srovės paviršiniu*, arba *Skino, efektu*. Aukšto dažnumo kintamoji elektros srovė bėga tik laidininko paviršiumi. Įsivaizduokime laidininku bėgančią elektros srovę, su-



169 pav.

skirstytą į atskirus srovės siūlelius. Vienas toks srovės siūelis pavaizduotas 169 pav. rodykle. Tokį elektros srovės siūlą supa magnetinis laukas, kurio jėgų linijos juosia siūlą, kirsdamos paveikslo plokštumą pažymėtuose taškuose. Kintant elektros srovės stiprumui ir kryptčiai, kinta ir magnetinis laukas. Tačiau kintamą magnetinį lauką visada lydi ir kintamas elektrinis laukas (§ 116), kurio jėgų linijos juosia magnetinio lauko jėgų linijas. Elektrinio lauko jėgų linijos laidininko išorinėje pusėje eina elektros srovės siūlo kryptimi, o vidinėje pusėje — prieš srovės siūlą. Todėl elektros srovės stiprumo tankis darosi nevienodas skirtingose laidininko vietose: viduje jis yra mažesnis, išorėje — didesnis.

Šis efektas yra nedidelis žemo dažnumo kintamosioms elektros srovėms. Tačiau aukšto dažnumo elektros srovė bėga beveik tik laidininko paviršiumi.

Esant aukštam dažnumui, Fuko srovės atsiranda tik detalės paviršiuje, ir per trumpą laiką paviršius įkaista, bet viduje metalo temperatūra nespėja taip greit pakilti iki grūdinimo temperatūros. Taip užgrūdintas metalas turi kietą paviršių, o visa detalė pasilieka neužgrūdinta, taigi nepasidaro trapi.

Dėl paviršinio efekto laidininko varža padidėja, todėl kai kuriais atvejais paviršinis efektas yra kenksmingas. Jam panaikinti aukšto dažnumo elektros srovių laidai daromi ne iš vienos vielos, bet susukami iš daugelio izoliuotų plonų vielėlių, kurios taip laide suvejamoms, kad kiekviena vielėlė eity laidu viduje ir jo išorėje. Pvz., taip suvejama antenos viela.

XI SKYRIUS

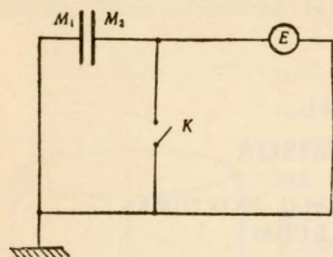
ELEKTRONINĖ EMISIJA

§ 92. KONTAKTINIS POTENCIALŲ SKIRTUMAS IR JO NUSTATYMO BŪDAI

Sąlytyje esančios dvi skirtingų metalų, pvz., vario ir cinko, plokštelės įsielektrina. Jas perskyrus, galima įsitikinti, kad kiekviena jų turi lygų, bet priešingo ženklo, elektros kiekį. Šis reiškinys buvo aptiktas A. Voltos 1795 m. ir vadinamas *Volto efektu*, o dažniausiai *kontaktiniu reiškiniu*. Voltos ir kitų tyrimai iškėlė tokius šio reiškinio taisyklingumus. Kontakte esantieji du izoliuoti skirtingi metaliniai, apskritai, pirmos klasės laidininkai, įgyja skirtingus potencialus. Pirmos klasės laidininkus pagal savo gebėjimą įsielektrinti galima sudėti į tokią eilę, kad kiekvienas jos narys, palietus jį bet kuriuo toliau eilėje esančiu, įsielektrina teigiamai, o jį palietus bet kuriuo prieš jį eilėje esančiu,— neigiamai. Pirmą tokią laidininkų eilę sudarė jau Volta, todėl ji ir vadinama *Volto eile*. Dabar ji atrodo taip: (+) Al, Zn, Sn, Cd, Pb, Sb, Bi, naujasis sidabras, žalvaris, Hg, Fe, plienas, Cu, Ag, Au, C, U, Te, Pt, Pd, MnO₂, PbO₂ (–); prieš aliuminį stovi dar visi šarminiai metalai.

Volto eilės laidininkai pasižymi tokia svarbia ypatybe: palietus bet kuriuos du tos eilės laidininkus, susidaręs tarp jų kontaktinis potencialų skirtumas yra lygus tarpinių laidininkų kontaktinių potencialų skirtumų sumai. Čia sudedami potencialų skirtumai, susidarantieji poromis jungiant visus laidininkus, esančius Volto eilėje tarp paimtųjų laidininkų (toje pat temperatūroje ir toje pačioje dujinėje aplinkoje). Iš čia išeina, kad iš bet kurio įvairių metalų arba, apskritai, pirmosios klasės laidininkų skaičiaus sudarytoje uždaroje grandinėje neturėsime elektros srovės (kol visos tos grandinės dalys bus toje pačioje temperatūroje), nes tokios grandinės kontaktinių potencialų skirtumų algebrinė suma lygi nuliui.

Kontaktinis potencialų skirtumas tarp dviejų laidininkų eksperimentiškai matuojamas įvairiais metodais, bet juos visus galima suvesti į tokius keturis metodus: *jonizacinį*, *kondensatorinį*, *fotoelektrinį* ir *termoelektrinį*. Praktikoje plačiau naudojami kondensatorinis ir fotoelektrinis met-



170 pav.

odai, todėl su jais susipažinsime smulkiau. Kondensatorinio metodo schema pavaizduota 170 pav. M_1 ir M_2 yra tiriamosios medžiagos plokštelės, E — elektrometras, K — jungiklis. Sujungus jungiklį K , tarp tiriamųjų plokštelių nusistovi kontaktinis potencialų skirtumas U_{12} , ir ant plokštelių atsiranda

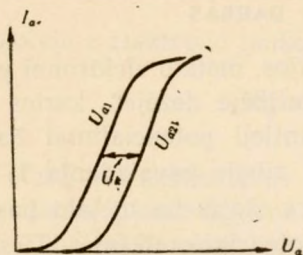
elektros krūvis $q = U_{12}C_1$, čia C_1 — plokštelių sistemos talpumas. Plokštelė M_1 įžeminta, todėl, jungiklį išjungus, ant plokštelės M_2 pasilieka elektros krūvis. Pakeitus tarp plokštelių nuotolį, pakitės ir sistemos talpumas, pvz., jis pasidarys lygus C_2 , tada sistemoje susidarys įtampa U ; ją matuojame elektrometru E . Įtampa $U = \frac{q}{C_2 + C_n}$, čia C_n — elektrometro ir jungiamųjų laidų talpumas. Kontaktinis potencialų skirtumas

$$U_{12} = \frac{q}{C_1} = U \frac{C_2 + C_n}{C_1}. \quad (92,1)$$

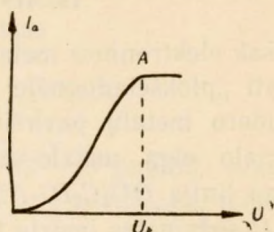
Šis metodas buvo visą laiką tobulinamas. Pastaruoju laiku plačiai naudojamas Zismano sukurtas kondensatorinis vibracinis metodas kontaktiniam potencialų skirtumui matuoti. Viena plokštelė mechaninio arba elektromagnetinio vibratoriaus veikiamą periodiškai vibruoja. Tai sukelia sistemos talpumo, taigi ir jos potencialų skirtumo periodinį kitimą. Šis kintamas potencialas paduodamas žemo dažnumo stiprintuvo įeinamojo laipsnio tinklui. Kontaktinis potencialų skirtumas kompensuojamas įtampa iš potenciometro. Pastarojo įtampa ir parodo kontaktinį potencialų skirtumą.

Įvairių medžiagų fotoelektrinis efektas glaudžiai siejasi su šių medžiagų kontaktinio potencialų skirtumo dydžiu. Todėl fotoelektriniu efektu remiasi daug metodų kontaktiniam potencialų skirtumui matuoti, ir būtent: voltamperinių charakteristikų poslinkio, prisotintos fotoelektrinės srovės ir kiti metodai. Pir-

masis metodas pagrįstas fotoelektrinės srovės charakteristikų poslinkio matavimu, keičiant anodus. Charakteristika paslenka dydžiu $U_{a1} - U_{a2} = U_h$, lygiu abiejų anodo medžiagų išlaisvinimo darbų skirtumui (171 pav.), taigi jų kontaktiniam potencialų



171 pav.



172 pav.

skirtumui. U_{a1} ir U_{a2} yra charakteristikų atitinkamų taškų anodinės įtamos.

Prisotintos fotoelektrinės srovės metodas pagrįstas griežtu fotoelektrinės srovės charakteristikos lūžimu, pereinant iš neprisotintos srities į prisotintą, neveikiant erdviniams krūviams. Lūžimo tašką (kreivės tašką A, 172 pav.) atitinkantis potencialas yra lygus kontaktiniam potencialų skirtumui U_h .

Pagaliau kontaktinį potencialų skirtumą tarp dviejų metalų galima surasti, išmatavus tiriamųjų medžiagų fotoefekto raudonąją ribą, kurią nusako tokio ilgio šviesos banga, kuri dar pajėgia sukelti fotoefektą.

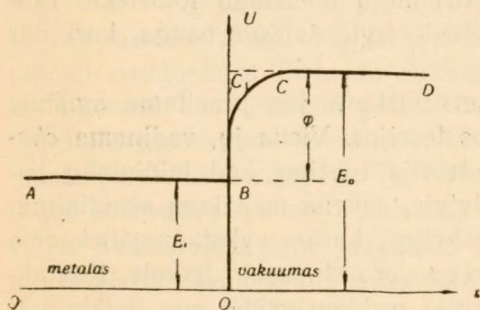
Kontaktiniams reiškiniams aiškinti jau praeitame amžiuje buvo sukurtos dvi skirtingos teorijos. Viena jų, vadinama *chemine*, arba *antikontaktine*, teorija tvirtino, kad laidininkų įsielektrinimą, esant jiems sąlytyje, sukelia medžiagų oksidinis arba kitos cheminės reakcijos, kurios vyksta pasiliekančio medžiagų sąlyčio vietoje drėgno oro sluoksnio įtakoje. Kontaktinio potencialų skirtumo ryški priklausomybė nuo fizikinio ir cheminio laidininkų paviršiaus būvio, o taip pat dujinės aplinkos įtaka lyg ir parėmė šią teoriją. Antroji, *kontaktinė*, teorija teigė, kad susilietusių laidininkų potencialų skirtumas susidaro jų sąlyčio srityje, bet ne laidininko-dielektriko riboje, ir kad šis reiškinys turi fizikinį pobūdį. Tokį kontaktinių reiškinių aiškinimą jau kėlė Volta. Vėlesnieji tų reiškinių tyrimai parodė, kad kontaktinis potencialų skirtumas egzistuoja ir tarp visai grynų

medžiagų bei dideliame vakuume. Šiuolaikinė metalų ir puslaidininkių elektroninė teorija galutinai patvirtino kontaktinių reiškinių fizikinę, tikriaus sakant elektrodinaminę, prigimtį.

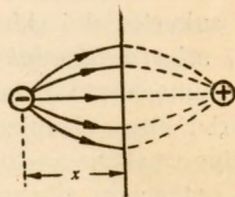
§ 93. POTENCIALINIS BARJERAS METALO PAVIRŠIUJE. IŠLAISVINIMO DARBAS

Pasak elektroninės metalų teorijos, metalo elektronai yra lyg uždaryti „plokščiadugnėje potencialinėje dėžėje“, kurios sienelės sudaro metalų paviršiuje esantieji potencialiniai barjerai. Potencialo eigą metalo-vakuomo riboje pavaizduoja 173 pav. laužtinė linija OO_1C_1D . Ašis x yra statmena metalo paviršiui, ašyje U sužymėtos įvairių taškų potencialo reikšmės. Tiesė OO_1 atitinka potencialą viduje metalo, AB — Fermio lygį, t. y. elektrono didžiausią galimą energiją E_F absoliutinio nulio temperatūroje, C_1D — potencialą metalo išorėje, kai išorinio lauko stiprumas lygus nuliui. Atkarpa O_1C_1 pavaizduoja potencialinio barjero aukštį metalo-vakuomo riboje; BC_1 vaizduoja darbą ϕ , kurį elektronas turi atlikti, išlėkdamas iš metalo.

Potencialinis barjeras susidaro dėl įvairių priežasčių. Metalo paviršiuje turime dvigubą elektrinį sluoksnį, kurį sudaro esantieji metalo paviršiuje elektronai bei paviršiniai gardselės jonai. Šis sluoksnis sukelia staigų potencialo šuolį paviršiuje. Be to, potencialinį barjerą sukelia ir elektrinė atvaizdo jėga. Išlėkęs iš metalo elektro-



173 pav.



174 pav.

nas metalo paviršiuje indukuoja tokio pat dydžio, bet priešingo ženklo, elektros krūvį. Pastarasis veikia taip, lyg kad jis būtų sutelktas elektrono veidrodiniame atvaizde metalo paviršiuje (174 pav.). Veidrodinio atvaizdo elektros krūvis veikia išlėkusį elektroną Kulono dėsnio nusakoma jėga. Ją atitinka veidrodinio

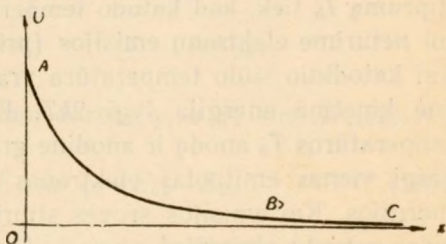
atspindžio potencialas U , kuris išreiškiamas taip, laikant jo reikšmę begalybėje lygia nuliui:

$$U = - \int_{x_0}^{\infty} E_x dx = - \frac{e}{4x_0}, \quad (93,1)$$

nes nuotolyje x elektrinio lauko stiprumas

$$E_x = \frac{e}{(2x)^2},$$

čia e — elektrono elementarus krūvis, x_0 — jo nuotolis nuo metalo paviršiaus. Esant elektronui visai arti paviršiaus, tenka atsižvelgti į diskretinį paviršinių jonų krūvių pasiskirstymą, todėl lygtis (93,1) nusako potencialą, tik esant elektronui tam tikrame nuotolyje x_0 nuo metalo paviršiaus, kai minėtų jonų krūvių pasiskirstymą jau galime laikyti tolydiniu. Artimesniuose už x_0



175 pav.

nuotoliuose laikoma, kad potencialas kinta atvirkščiai proporcingai nuotoliui nuo metalo paviršiaus. Potencialo eigą metalo ir vakuumo riboje grafiškai vaizduoja 175 pav. kreivė $OABC$.

Praeidamas potencialinį barjerą, elektronas turi atlikti tam tikrą darbą. Šį darbą vadiname *išlaisvinimo darbu*. Jis susideda iš dviejų dalių. Vieną išlaisvinimo darbo dalį sudaro atliktasis kelyje nuo $x=0$ iki $x=x_0$ darbas; jis lygus $eEx_0 = \frac{e^2}{4x_0}$, nes šioje kelio dalyje $E = \frac{e}{4x^2}$. Antrą dalį sudaro darbas kelyje nuo $x=x_0$ iki $x=\infty$; jis lygus $eU = \frac{e^2}{4x_0}$, nes šioje srityje $U = -\frac{e}{4x_0}$. Taigi visas išlaisvinimo darbas Φ lygus $\frac{e^2}{2x_0}$ ergų, o atitinkantis jį potencialas $U_h = \frac{7,15 \cdot 10^{-8}}{x_0}$ elektronvoltų.

Potencialinio barjero lygis metalo paviršiuje yra tiek aukštas, kad turintieji ir didžiausią energiją absoliutinio nulinio temperatūroje elektronai nepajėgia išlėkti iš metalo. Elektronų didžiausią energijos reikšmę absoliutinio nulinio temperatūroje

atitinka Fermio energijos lygis, kitaip dar vadinamas cheminiu potencialu. Išlaisvinimo darbas φ bus lygus potencialinio barjero ir Fermio potencialo lygius atitinkančių energijų E_a ir E_i skirtumui (173 pav.), taigi

$$\varphi = E_a - E_i. \quad (93,2)$$

Išlaisvinimo darbo dydis priklauso nuo medžiagos prigimties, jos paviršiaus būvio, nuo temperatūros, išorinio elektrinio lauko stiprumo. Eksperimentiškai tas darbas matuojamas įvairiais būdais. Vienas toks yra katodinio siūlo vėsimo kompensacijos būdas. Kai elektronai emituojami iš kaitinamo katodo, jo temperatūra kiek nukrinta. Padidinkime kaitinamosios elektros srovės stiprumą I_k tiek, kad katodo temperatūra pakiltų iki pirmykštės, kol neturime elektronų emisijos (prieš įjungiant anodinę srovę). Kai katodinio siūlo temperatūra yra T , laisvųjų elektronų vidutinė kinetinė energija lygi $2kT$. Emituoti elektronai pasiekia temperatūros T_0 anodą ir anodine grandine grįžta atgal į katodą. Taigi vienas emituotas elektronas nustoja $\varphi + 2k(T - T_0)$ ergų energijos. Kai emisijos srovės stiprumas yra I_e , tai per 1 s katodas netenka energijos

$$\frac{I_e}{e} [\varphi + 2k(T - T_0)]. \quad (93,3)$$

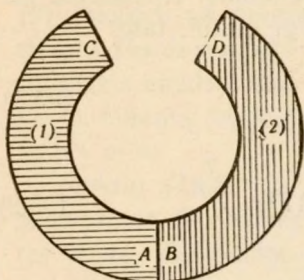
Ši energijos nuostolį padengiamo, padidindami kaitinimo srovės stiprumą per ΔI_k . Tuomet kaitinimo srovės per 1 s teikiamoji energija bus lygi $(I_k + \Delta I_k)^2 R$, kur R yra katodinio siūlo varža. Tokiu būdu,

$$\frac{I_e}{e} [\varphi + 2k(T - T_0)] = 2I_k \cdot \Delta I_k \cdot R + R \cdot \Delta I_k^2.$$

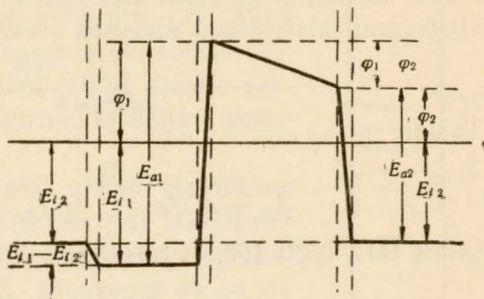
I_e , I_k , ΔI_k , R , T , T_0 galime išmatuoti, taigi galime surasti φ . Be šio praktikoje taikomi ir kiti metodai, kurie remiasi termoelektrinės, fotoelektrinės emisijos bei kontaktinio potencialų skirtumo reiškiniiais.

Sudarykime sistemą iš dviejų metalinių laidininkų (1) ir (2), kurie sudėti sudaro pasaginį žiedą (176 pav.): vieni jų galai (A ir B) liečiasi, o tarp antrųjų (C ir D) pasilieka tarpas, taigi antrieji laidininkų galai liečiasi su vakuumu arba oru. Tokios sistemos potencialo eigą vaizduoja 177 pav. laužtinė linija. Žymėjimai paveiksle reiškia: E_{i1} ir E_{i2} — atitinkamai pirmojo ir

antrojo laidininko Fermio lygius, E_{a1} ir E_{a2} — potencialinius barjerus. Pagal elektroninę metalų teoriją, išlėkdamas iš laidininko į vakuumą, elektronas turi atlikti darbą, kuris lygus viso potencialinio barjero E_a ir Fermio lygio E_i skirtumui. Šiuo atveju lai-



176 pav.



177 pav.

dininkų (1) ir (2) išlaisvinimo darbas φ_1 ir φ_2 bus išreiškiamas taip:

$$\varphi_1 = E_{a1} - E_{i1} \quad \text{ir} \quad \varphi_2 = E_{a2} - E_{i2}. \quad (93,4)$$

Tarkime, kad $\varphi_1 < \varphi_2$. Besiliečiančių laidininkų pusiausvyros atveju tarp jų susidarys toks kontaktinis potencialų U_1 ir U_2 skirtumas $U_k = U_1 - U_2$, kuris nebeleis elektronams eiti iš (1) į (2); kitaip gautume prieštaravimą energijos išsilaikymo dėsniui. Laidininkas (2) įsielektrins neigiamai.

Dabar pamėginkime nustatyti potencialų skirtumą riboje tarp abiejų laidininkų (1) ir (2) ir vakuumo. Laikykite, kad abu laidininkai turi vienodą ir tiek žemą temperatūrą, kad galima atmesti erdvinio elektros krūvio įtaką elektronų judėjimui. Apskritai, termoelektrinės emisijos srovės tankis j_e , emituojant elektronus iš laidininko į vakuumą, išreiškiamas taip (95,1):

$$j_e = AT^2 e^{-\frac{E_a - E_i}{kT}} = AT^2 e^{-\frac{\varphi}{kT}}, \quad (93,5)$$

čia $A = 120,4 \text{ A cm}^{-2} \text{ laip}^{-2}$, E_a — visas potencialinis barjeras, E_i — Fermio energetinis lygis. Tada emisijos srovės, sąlygojamos elektronų judėjimo iš laidininko (1) į (2), tankis bus išreiškiamas taip:

$$j_1 = j_{e1} e^{\frac{eU_k}{kT}}, \quad (93,6)$$

o sąlygojamos elektronų judėjimo iš laidininko (2) į (1),

$$j_2 = j_{e2}, \quad (93,7)$$

čia j_{e1} ir j_{e2} — laidininkų (1) ir (2) termoelektroninės emisijos srovės tankis, emituojant elektronus į vakuumą. Nusistojus pusiausvyrai, atstojamoji emisijos srovė lygi nuliui, taigi

$$j_{e2} = j_{e1} e^{\frac{eU_k}{kT}}. \quad (93,8)$$

Tačiau

$$j_{e1} = AT^2 e^{-\frac{\varphi_1}{kT}} \text{ ir } j_{e2} = AT^2 e^{-\frac{\varphi_2}{kT}}. \quad (93,9)$$

Įstatę tai į lygtį (93,8), turėsime:

$$e^{-\frac{\varphi_2}{kT}} = e^{-\frac{\varphi_1}{kT}} e^{\frac{eU_k}{kT}} \quad (93,10)$$

arba

$$eU_k = \varphi_1 - \varphi_2 \text{ ir } U_k = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{e}. \quad (93,11)$$

Jei $\varphi_1 < \varphi_2$, tai $U_k < 0$. Tokiu būdu, dviejų kūnų kontaktinis potencialų skirtumas U_k yra porporcingas tų kūnų išlaisvinimo darbų skirtumui.

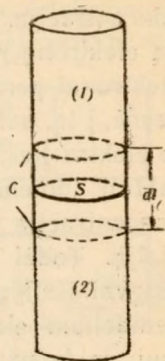
Kontaktinis potencialų skirtumas nepriklauso nuo nuotolio tarp kūnų ir išlieka, artinant juos iki sąlyčio. Iš sistemos (177 pav.) potencialų pasiskirstymo aiškiai matyti, kad kontaktinis potencialų skirtumas (taškų C ir D)

$$\begin{aligned} U_k &= \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{e} = \frac{E_{a1} - E_{i1}}{e} - \frac{E_{a2} - E_{i2}}{e} = \\ &= \frac{E_{a1} - E_{a2}}{e} - \frac{E_{i1} - E_{i2}}{e}. \end{aligned} \quad (93,12)$$

Tačiau besiliečiančių metalų išlaisvinimo darbų skirtumas nėra vienintelė susidarancio tarp jų kontaktinio potencialų skirtumo priežastis. Metalų laisvųjų elektronų koncentracijų skirtumas taip pat turi įtakos kontaktiniam potencialų skirtumui. Laikydamiesi klasikinio vaizdo, laisviesiems elektronams galime priskirti idealių dujų savybes. Tada pagal kinetinę dujų teoriją „elektroninių dujų“ slėgimas p bus proporcingas laisvųjų elektronų koncentracijai n ir absoliutinei temperatūrai T , taigi

$$p = knT, \quad (93,13)$$

čia k yra proporcingumo koeficientas. Laisvųjų elektronų koncentracija priklauso nuo metalų prigimtės. Tarkime, kad metalo (1) elektronų koncentracija yra n_1 , o (2) — n_2 ir $n_1 > n_2$. Tuo met iš metalo (1) į (2) pereis didesnis elektronų skaičius, kaip atvirkščia kryptim, ir metalas (2) įsielektrins neigiamai atžvilgiu (1). Tarp metalų susidarys toks potencialų skirtumas, kuris neleis elektronams toliau telktis metale (2). Be to, žinoma, vyks ir elektronų difuzija į metalo (2) vidų.



178 pav.

Metallų (1) ir (2) sąlyčio srityje išskirkime skerspjūvio S cilindrą (178 pav.) ir išaiškinkime jėgas, veikiančias elektronines dujas plonaime cilindro sluoksnyje C . Sluoksniu storis dl . Jas veikia sluoksniu viršutinės ir apatinės ribos slėgimų skirtumo jėga, kuri yra lygi $S \frac{dp}{dl} dl$, ir sluoksniu elektronus veikiančių elektrinių jėgų atstojamoji $enS \frac{dU}{dl} dl$, nes elektronų skaičius sluoksnyje lygus $nS \cdot dl$. Nusi-
stojus stacionarinei pusiausvyrai,

$$S \frac{dp}{dl} dl - enS \frac{dU}{dl} dl = 0. \quad (93,14)$$

Kadangi $p = nkT$, tai

$$\frac{e}{kT} \frac{dU}{dl} dl = \frac{1}{n} \frac{dn}{dl} dl \quad (93,15)$$

arba

$$\frac{e}{kT} \frac{dU}{dl} dl = \frac{dn}{n}. \quad (93,16)$$

Suintegravę nuo n_2 iki n_1 , gausime:

$$U_2 - U_1 = U_h = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_1}. \quad (93,17)$$

Reikia pastebėti, kad potencialų skirtumas U_h yra mažas. Taip yra todėl, kad įvairių metalų laisvųjų elektronų koncentracija mažai tesiskiria. Santykis n_2/n_1 nėra didesnis už tris. Tada $\ln n_2/n_1 \approx 1$, ir, esant temperatūrai $T = 300^\circ K$, $U_h = 0,03$ V.

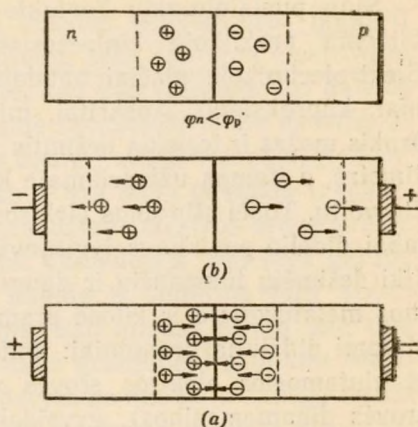
Tarp susilietusių metalų susidaro kontaktinis potencialų skirtumas, jei tik skiriasi tų metalų išlaisvinimo darbas ir elektronų koncentracija. Kontaktinis potencialų skirtumas nurodo skirtingą elektronų ryšį su medžiaga. Tokiame dviejų metalų kontakte elektronai pereina iš to metalo, kurio elektronų energija yra didesnė, į tą, kurio energija mažesnė, ir įelektrina atitinkamo ženklo elektra tiek, kad susidarys potencialų skirtumas atsvertų kontaktinį potencialų skirtumą. Metaluose laisvųjų elektronų koncentracija yra didelė; ji lygi arba didesnė už atomų koncentraciją. Todėl dviejų metalų kontaktinis potencialų skirtumas lengvai išsilygina, susidarius vieno metalo lietimosi paviršiuje nedideliame elektronų pertekliui, o kito — nežymiam jų trūkumui, ir laisvųjų elektronų koncentracija kontakto paviršiuose tepakinta labai mažai, tik keliais procentais. Todėl elektrinis laukas neprasiskverbia giliau į metalą. Metaluose reikalingas kontaktiniam potencialų skirtumui kompensuoti elektros krūvis pasiskirsto vienatomiame sluoksnyje 10^{-8} cm storio.

Visai kitokios sąlygos susidaro puslaidininkio ir metalo arba puslaidininkio ir puslaidininkio kontakto srityje. Puslaidininkiuose laisvųjų elektronų (ir skylių) koncentracija dešimtis ir šimtus milijonų kartų mažesnė kaip metaluose. Todėl esančių paviršiniame sluoksnyje laisvųjų elektronų neužtenka kontaktiniam potencialų skirtumui išlyginti; elektrinis laukas prasiskverbia gilyn į puslaidininkį sąlyčio srityje. Puslaidininkiuose elektros krūvis, kompensuojantis kontaktinį potencialų skirtumą, pasiskirsto žymiai storesniame sluoksnyje. Šio sluoksnio storis priklauso nuo puslaidininkio elektrinio laidumo. Kai laidumas yra apie $10^{-3} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$, sluoksnio storis siekia 10^{-5} cm, o turint laidumą $10^{-7} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$, jis yra apie 10^{-3} cm. Šiame sluoksnyje sutelktas didelis elektros krūvis padidina arba sumažina to sluoksnio srovės nešėjų koncentraciją. Elektroninio laidumo puslaidininkiuose teigiamos elektros krūvį paprastai sudaro kristalo gardelės priemaišiniai jonai, pašalinus iš sluoksnio elektronus. Tada sluoksnio laidumas labai sumažėja. Kai turime skylinį puslaidininkį, tai teigiamos elektros krūvį sudaro susitelkusios sluoksnyje skylės; tada sluoksnio laidumas padidėja. Tegu, elektroninis puslaidininkis liečiasi su metalu ir jo išlaisvinimo darbas yra mažesnis už metalo, tai daugiau elektronų pereis

iš puslaidininkio į metalą ir puslaidininkio kontaktinėje srityje laisvųjų elektronų koncentracija sumažės, taigi kontakto srityje susidarys padidintos elektrinės varžos sluoksnis. Toks padidintos varžos sluoksnis susidaro ir dviejų skirtingo (elektroninio ir skylinio) laidumo būdo puslaidininkių kontaktinėje srityje, kai elektroninio puslaidininkio išlaisvinimo darbas yra mažesnis už skylinio (179 pav.).

Dviejų puslaidininkių (arba metalo ir puslaidininkio) kontakto srityje susidarantį padidintos varžos sluoksnį vadiname *užtveriamuoju*, o sumažintos varžos — *antiužtveriamuoju sluoksniu*. Pusalaidininkių sistemos su užtveriamuoju sluoksniu laidumas labai priklauso nuo elektrodų išorinės įtampos. A. Jofė parodė, kad užtveriamojo sluoksnio varža yra daug kartų didesnė už visos sistemos varžą. Užtveriamasis sluoksnis yra labai plonas, todėl turint ir nedidelį potencialų kritimą, sluoksnyje susidaro labai stiprus elektrinis laukas (iki 10^4 — 10^5 V cm⁻¹). Tokio stiprumo elektriniame lauke laidumas smarkiai padidėja. Todėl, tinkamai parinkę puslaidininkius, iš jų galime sudaryti sistemą, kurios varža staigiai kris, padidinus nežymiai (dešimtosiomis volto dalimis) išorinę įtampą.

Jeigu turinčiai užtveriamąjį sluoksnį sistemai suteiksime išorinę įtampą tokios krypties, kad elektronai toliau bus šalinami iš kontakto srities, užtveriamasis sluoksnis storės ir jo varža augs (179 pav., b). Pakeitus išorinės įtampos kryptį, elektronai bus traukiami į užtveriamąjį sluoksnį, sluoksnis plonės ir jo varža mažės (179 pav., a). Taigi sistema su užtveriamuoju sluoksniu pasižymi *laidumo asimetrija*. Pirmuoju atveju užtveriamojo sluoksnio varža tiek padidėja, kad pro jį elektros srovė nebėga arba bėga labai silpna, antruoju bėga stipri srovė. Pirmąją kryptį vadiname *užtveriamąja*, o antrąją — *laidžiąja* kryptimi. Pusalaidininkių sistema su užtveriamuoju sluoksniu yra *elektros srovės lygintuvas*.



179 pav.

Bėgančių pro užtveriamąjį sluoksnį priešingomis kryptimis elektros srovių stiprumų santykis, esant vienodai įtampai, vadinamas *lyginimo koeficientu*. Tyrimai parodė, kad ypatingai dideliu lyginimo koeficientu pasižymi skirtingo laidumo būdo puslaidininkių kontaktas.

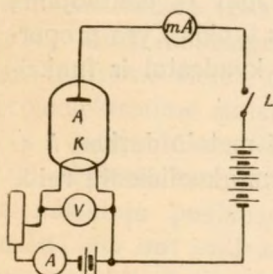
Šioji puslaidininkių kontakto lyginimo ypatybė plačiai pritaikoma praktikoje kintamosioms elektros srovėms lyginti. Elektrotechnikoje plačiai naudojami kietieji lygintuvai: seleniniai, kuproksiniai. Apskritai, minėtų kietųjų lygintuvų srovės tankis mažas ir tesiekia dešimtis miliamperų pro kvadratinį centimetrą, o įtampą užtveriamąją kryptim atlaiko iki kelių dešimčių voltų. Todėl stiprioms elektros srovėms išlyginti reikia turėti labai didelio paviršiaus lygintuvus. Tokios labai stiprios srovės (iki dešimčių tūkstančių ir daugiau amperų stiprumo) naudojamos metalurgijoje ir kitose pramonės šakose. Joms gauti buvo statomi didžiuliai įrenginiai: umformeriai (umformeris susideda iš kintamosios elektros srovės variklio ir nuolatinės elektros srovės dinamomašinos), gyvsidabrio lygintuvai, užimantieji didžiulius pastatus. Seleniniai ir kuproksiniai lygintuvai taip pat užimtų didelį plotą. Pastaruoju laiku pradėta gaminti ir naudoti stiprioms išlygintoms srovėms gauti germanio lygintuvai. Jų srovės tankis siekia iki 5 A/cm^2 , o užtveriamąją kryptim jie atlaiko įtampas iki 600 voltų. Tūkstančių amperų stiprumo išlygintoms srovėms gauti germaniniai lygintuvai yra nedideli.

Puslaidininkiniai lygintuvai tinka ne tik techninio, bet ir aukšto dažnumo elektros srovėms lyginti. Pirmiausiai jie buvo panaudoti detektoriniuose radijo imtuvuose. Kristaliniai detektoriai yra puslaidininkiniai lygintuvai. Juos sudaro puslaidininkio (PbS, FeS ir kt.) gabalėlis su atremta į jį aštria metaline vielinele. Jų veikimas remiasi užtveriamąjo sluoksnio ypatybe. Anksčiau buvo laikoma, kad užtveriamasis sluoksnis susidaro kristalo ir vielenės kontakto srityje, o dabar tvirtinama, kad vielenė yra tik laidas, o užtveriamasis sluoksnis susidaro tarp kristalo paviršinių ir gilesniųjų sluoksnių, pasikeitus dėl vieno arba kelių priežasčių paviršiniams sluoksniams, dėl ko ir susidaro skirtingo laidumo būdo dviejų puslaidininkių kontaktas. Tyrimai parodė, kad aukšto dažnumo elektros srovėms išlyginti ypač tinka germanio taškinio arba plokščio kontakto lygintuvai. Juose užtveriamasis sluoksnis susidaro tarp atskirų to paties sluoksnio ger-

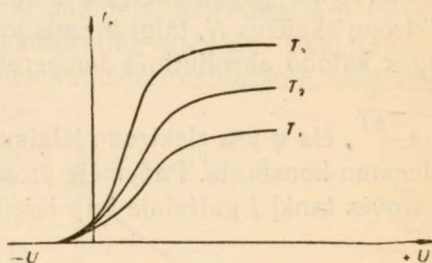
manio kristalo nevienodo laidumo būdo dalių. Germanio lygin-tuvai pavaduoja diodines radijo lempas, naudojamas aukšto dažnumo srovėms lyginti.

§ 95. TERMoeLEKTRONINĖ EMISIJA

Iš bandymo žinome, kad iki aukštos temperatūros įkaitinti metalai ir puslaidininkiai spinduliuoja arba emituoja elektringas daleles. 1889 m. Tomsonas nustatė, kad šios emituojamos dalelės yra elektronai. Šį reiškinį vadiname *termoelektronine emisija*. Ji paprastai tiriama vakuume. Šiuo tikslu į stiklo vamzdelį įlydomi du elektrodai (180 pav.). Katodas K yra siūlo pavidalo ir įkaiti-namas iki aukštos temperatūros, leidžiant elektros srovę pro jį. Anodas A yra plokštelės pavidalo. Vamzdelyje oras kiek galima daugiau išrelinamas. Įkaitinus katodą ir sudarius tarp anodo ir katodo tokį potencialų skirtumą, kad anodas turėtų teigiamą potencialą katodo atžvilgiu, išorinėje grandinėje gauname elektros srovę. Jei metalinį siūlelį padarytume anodu, o šaltąją plokš-telę — katodu, srovė nebėgtų. Taip gaunamą elektros srovę va-diname *termoelektronine srove*. Jos stiprumas I_e priklauso nuo katodinio siūlelio temperatūros: temperatūrai kylant, ji stiprėja



180 pav.



181 pav.

(181 pav.), vadinasi, tada iš katodo emituojama daugiau elekt-ronų. Termoelektroninės srovės stiprumas priklauso ir nuo įtam-pos U tarp anodo ir katodo. Boguslavskio ir Langmiuro tyrimai parodė, kad srovė yra proporcinga potencialų skirtumo U $3/2$ laipsniui, taigi $I_e \sim U^{3/2}$.

Termoelektroninės emisijos reiškinys kartais lyginamas su skysčio garavimu. Pastarajam garuojant uždarame inde, skysčio prisotintų garų slėgimas esti toks, kad išlekiančių pro skysčio

paviršių molekulių skaičius yra lygus grįžtančių atgal molekulių skaičiui. Ir termoelektroninės emisijos atveju, jei elektronai nėra pašalinami nuo metalo paviršiaus, aplink kaitinamąjį siūlą susidaro prisotintos „elektroninės dujos“. Esant netvarkingam elektronų judėjimui, tiek pat elektronų grįžta atgal į metalą, kiek jų išlekia iš jo per tą patį laiką. Garuodamas skystis vėsta. Vėsta ir katodinis siūlelis, emituodamas elektronus, kai tie elektronai pašalinami elektrinio lauko. Įjungiant anodinę srovę jungikliu L , šviečiąs katodinis siūlelis tamsėja, taigi jo temperatūra krinta; išjungiant anodinę grandinę, siūlelis šviesėja.

Termoelektroninės emisijos reiškinį aiškina metalų elektroninė teorija. Jau minėjome (§.93), kad metalo laisvieji elektronai yra uždaryti „potencialinėje dėžėje“. Išlėkdami iš metalo, jie turi atlikti darbą, praeidami metalo arba puslaidininkio paviršiuje esantį potencialinį barjerą. Tik turintieji pakankamai didelę energiją, taigi ir didelį greitį, elektronai tepajėgia praeiti pro barjerą. Jei pro katodo paviršiaus 1 cm^2 per 1 s pralekia N elektronų, tai emisijos srovės tankis j bus lygus Ne . Emituotų per 1 s iš 1 cm^2 paviršiaus ploto elektronų skaičiui surasti, reikia žinoti laisvųjų elektronų pasiskirstymą pagal energiją. Sprendžiant šį klausimą, taikoma kvantinė (Fermio-Dirako) elektronų pasiskirstymo pagal energiją statistika. Pagal ją emituojamų elektronų skaičius N , taigi ir emisijos srovės tankis j yra proporcingas katodo absoliutinės temperatūros T kvadratui ir funkci-

jai $e^{-\frac{\varphi}{kT}}$, čia φ yra elektrono išlaisvinimo iš metalo darbas, k — Bolcmano konstanta. Pažymėję proporcingumo koeficientą raide A , srovės tankį j galėsime taip išreikšti:

$$j = AT^2 e^{-\frac{\varphi}{kT}}. \quad (95,1)$$

Formulė (95,1) pakankamai gerai atitinka termoelektroninės emisijos eksperimentinių tyrimų rezultatus. Tačiau reikia pažymėti vieną prieštaraivimą. Pagal teoriją visų metalų koeficientas A turėtų būti vienodas; jis lygus $120,4 \text{ A cm}^{-2} \text{ laip}^{-2}$. Tačiau iš tikrųjų jis priklauso nuo metalo prigimties. Šis prieštaraivimas išnyksta, jeigu elektronų emisijos pro potencialinį barjerą klausimas sprendžiamas kvantinės mechanikos metodais.

Pagal kvantinės mechanikos vaizdą elektroninės bangos ne visuomet visiškai atsispindi nuo potencialinio barjero, bet iš da-

lies ir praeina pro jį. Taigi elektronai gali praeiti pro potencialinį barjerą ir tuomet, kai jų energija yra mažesnė už potencialinio barjero energiją; nors tokio įvykio tikimybė yra maža, bet nėra lygi nuliui. Šis reiškinys vadinamas *tuneliniu efektu*. Kalbama apie potencialinio barjero laidumą elektroninėms bangoms arba elektronams. Tada į A reiškinį įeina dar potencialinio barjero laidumo koeficientas D , kuris skirtingiems metalams yra nevienodas.

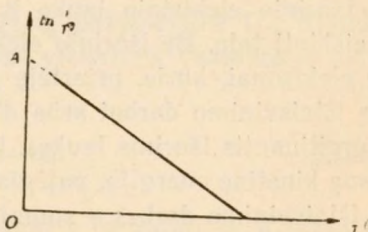
Išlaisvinimo darbą φ ir konstantą A eksperimentiškai galima nustatyti šiuo būdu. Termoelektroninės emisijos dėsnį išreiškiančią lygtį išlogaritmavę, gauname:

$$\ln \frac{j}{T^2} = \ln A - \frac{\varphi}{k} \frac{1}{T}. \quad (95,2)$$

Si lygtis rodo, kad $\ln \frac{j}{T^2}$ tiesiog proporcingas $\frac{1}{T}$. Išmatavę j dviejuose skirtinguose temperatūrose T , galime išvesti tiesę (182 pav.), iš jos polinkio į ašį $\frac{1}{T}$ kampo tangento nustatome išlaisvinimo darbą φ , o tiesės susikirtimo tašką su $\ln \frac{j}{T^2}$ ašim — A .

Apskritai, metalų termoelektroninės srovės tankis nėra labai didelis. Tačiau kai kurių metalų, pvz., volframo, molibdeno ir kt., termoelektroninė emisija žymiai padidėja, užtraukus ant jų paviršių kitos medžiagos monomolekulinį sluoksnį. Pvz., apklodant volframo vietoje monomolekuliniu torio sluoksniu, volframo termoelektroninė emisija sustiprėja daug tūkstančių kartų. 2000—2100°K temperatūrų tarpe nusistoja pusiausvyra tarp nusėdančio ant volframo paviršiaus ir vėl išgaruojančio nuo jo torio, ir ant volframo nugula monomolekulinis torio sluoksnis. Tarp paviršinio volframo ir torio sluoksnių susidaro dvigubas elektrinis sluoksnis, kurio elektrinis laukas greitina elektronus ir palengvina jiems išlėkti iš metalo, nes toris yra elektriškai teigiamesnis už volframą. Monomolekulinis torio sluoksnis žymiai padidina elektroninę emisiją ir iš molibdeno.

Termoelektroninei emisijai turi įtakos ir kitų metalų, pvz., cezio, natrio, monomolekuliniai sluoksniai. Šalia čia suminėtų



182 pav.

katodų praktikoje plačiai naudojami ir bario katodai. Juos sudaro geležies, nikelio arba kitokio metalo viela, apklota plonu metalinio bario sluoksniu. Tokie katodai taip pat turi mažą išlaisvinimo darbą. Aptraukti plonais kitų metalų sluoksniais katodai paprastai vadinami *plėveliniais katodais*.

Kitą taip pat su mažu išlaisvinimo darbu katodų rūšį sudaro vadinamieji *oksidiniai katodai*. Oksidinių katodų metalinės (nikelio, volframo, molibdeno ir kt.) viela aptraukiamos maždaug vienodos koncentracijos bario ir stroncio oksidų (BaO ir SrO) sluoksniu. Ant katodo metalinės viela užgarinami žemės šarmiųjų metalų karbonatiniai junginiai; paskui viela kaitinama 900°C temperatūroje.

Karbonatai suskyla į oksidus ir iš dalies gaunami metalo atomai, kurie ir yra aktyvatoriai.

§ 96. SALTOJI (AUTOELEKTRONINĖ) EMISIJA. ELEKTRINIO LAUKO ĮTAKA IŠLAISVINIMO DARBUI

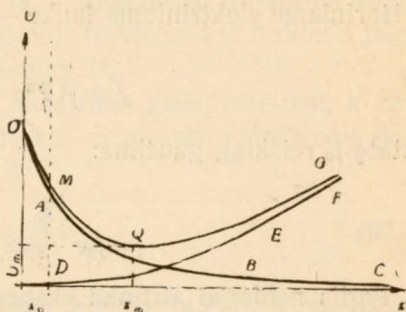
Žemose temperatūrose elektroninės emisijos srovės stiprumas yra labai mažas. Tačiau ji žymiai sustiprėja, kai tarp anodo ir katodo sudaromi stiprūs elektriniai laukai. Patalpinkime dideliame vakuume arti vienas kito du metalinius elektrodus ir tarp jų sudarykime stiprų elektrinį lauką. Koks bebūtų didelis vakuumas, jis visada pramušamas, gauname elektros srovę. Šį reiškinį vadiname *šaltaja emisija*.

Išorinio elektrinio lauko įtaką elektroninei emisijai galima paaiškinti taip. Be išorinio elektrinio lauko iš metalo išeikia tik tie elektronai, kurie, priartėję prie paviršiaus, turi energiją, lygią išlaisvinimo darbui arba didesnę už jį. Kai elektroną veikia jį greitinantysis išorinis laukas, tada elektronas, turėdamas ir mažesnę kinetinę energiją, pajėgia išlėkti iš metalo, taigi šiuo atveju išlaisvinimo darbas ϕ sumažėja.

Esant elektronui nuotolyje x nuo metalo paviršiaus veidrodinio atspindžio jėga lygi $e^2/4x^2$ (§ 93). Išbrėžkime tą jėgą atitinkančio potencialo ir išorinio elektrinio lauko potencialo kreives ABC ir DEF (183 pav.). Tada atstojamojo potencialo eigą pavaizduoja kreivė MQG , gaunama, sumuojant ABC ir DEF kreivių ordinate. Šios kreivės liečiamosios palinkimo į absčių ašį kampe tangenta, padaugintas iš elementaraus elektros krūvio reikšmės, išreiškia elektroną veikiančią jėgą. Atstojamojo potencialo

kreivė MQG pasiekia taške Q minimumą. Visuose nuo minimumo į kairę esančiuose taškuose atstojamoji jėga lėtina elektronų judėjimą, o į dešinę — greitina jį. Išoriniame elektriniame lauke visi elektronai, nutolę per x_m nuo metalo paviršiaus, išlekia iš metalo, o iš arčiau jie grįžta atgal į metalą.

Bare nuo $x=0$ iki $x=x_0$ potencialo kreivės eiga tiksliai nėra žinoma. Tik tiek galima pasakyti, kad kažkuriam šio baro taške O neįsiskverbiantį į metalą išorinio elektrinio lauko veikimas pasibaigia, ir kreivės CBA ir GQM šiame taške sueina.



183 pav.

Ir elektrono atliekamas darbas, kai elektronas išlekia iš metalo iki taško O , yra tokio pat dydžio, esant išoriniam laukui ir be jo. Elektrono atliekamas darbas kelyje nuo 0 iki x_m , kada elektroną jau galima laikyti laisvu, yra mažesnis išoriniame elektriniame lauke dydžiu eU_m , čia e — elektrono krūvis, U_m — atstojamojo potencialo U mažiausioji reikšmė. Tokiu būdu, išorinis elektrinis laukas sumažina išlaisvinamąjį darbą dydžiu

$$\Delta\varphi = eU_m. \quad (96,1)$$

Išorinio elektrinio lauko potencialą pažymėkime U_i . Katodo paviršiuje $U_i=0$. Kai išorinis laukas vienalytis (katodas ir anodas plokšti ir lygiagretūs),

$$U_i = x \frac{dU_i}{dx} = xE, \quad (96,2)$$

nes $\left| \frac{dU_i}{dx} \right| = E$. Sudėję U_i su atitinkančiu veidrodinio atspindžio jėgą potencialu $\frac{e}{4x}$, gauname atstojamąjį potencialą U :

$$U = xE + e/4x. \quad (96,3)$$

Iš pastarosios lygties gauname

$$U_m = E^{\frac{1}{2}} e^{\frac{1}{2}}, \quad (96,4)$$

o iš (96,1) —

$$\Delta\varphi = e^{\frac{3}{2}} E^{\frac{1}{2}}. \quad (96,5)$$

Be išorinio elektrinio lauko, elektroninės srovės tankis j_0 išreiškiamas taip:

$$j_0 = AT^2 e^{-\frac{\varphi}{kT}},$$

o išoriniame elektriniame lauke —

$$j = AT^2 e^{-\frac{\varphi - \Delta\varphi}{kT}}. \quad (96,6)$$

Istatę j_0 reiškinį, gausime:

$$j = j_0 e^{\frac{\Delta\varphi}{kT}} = j_0 e^{\frac{e^{\frac{3}{2}} E^{\frac{1}{2}}}{kT}}. \quad (96,7)$$

Ši lygtis neblogai atitinka eksperimentinius duomenis plačiame temperatūrų intervale, nors ji nėra visai tiksli. Tyrimuose gautamieji emisijos srovės tankiai apie 100 kartų didesni už šios lygties nusakomus. Šį eksperimentinių ir teorinių duomenų nesutapimą pašalina kvantinė mechanika, iškėlusi tunelinį efektą. Potencialinio barjero laidumas tuo didesnis, kuo mažesnis barjero plotis, taigi kuo staigiau kinta potencialas, tolstant nuo metalo paviršiaus, vadinasi, kuo stipresnis išorinis elektrinis laukas metalo paviršiuje.

Kai kurių dujų išsielektravimo reiškinuose šaltoji emisija yra labai svarbi, nes ji taip pat sąlygoja aukšto vakuumo elektrinį pramušimą. Šaltosios emisijos atveju katodo temperatūra nemažėja, kaip termoelektroninės emisijos atveju, nes iš katodo šiuo atveju emituojami bet kurių greičių elektronai, o ne tik greitieji. Bandymai šį teiginį patvirtino.

§ 97. ANTRINĖ ELEKTRONINĖ EMISIJA

Patyrimas rodo, kad, bombarduojant metalo paviršių vakuume elektronais, iš metalo išmušami elektronai. Kai bombarduojančių elektronų greitis pakankamai didelis, išlekiančių iš metalo paviršiaus per 1 s elektronų skaičius paprastai viršija skaičių elektronų, krintančių į tą paviršių per tą patį laiką. Tokią elektronų emisiją vadiname *antrine elektronine emisija*. Plačiąja žodžio prasme antrine elektronine emisija vadiname reiškinį, kai daužant kieto arba skysto kūno paviršių bet kurio mis dalelėmis, iš tų kūnų emituojami elektronai. Radijo lempose

antrinės elektroninės emisijos reiškinys vadinamas *dinatroniniu efektu*.

Kad galima būtų stebėti antrinių elektronų emisiją iš bet kurio elektrodo, sudarytas ties elektrodo paviršium elektrinis laukas turi antrinius ir atspindėjusius elektronus nukreipti į surenkantį elektronus elektrodą — kolektorių. Katodinio vamzdelio atveju tokiu elektrodu gali būti tinklelis, kai tinklelio įtampa U yra didesnė už anodinę įtampą U_a .

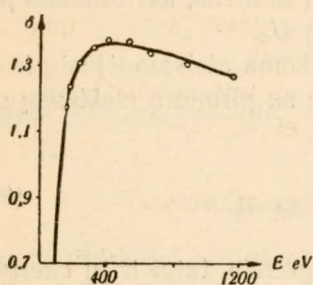
Antrinė elektroninė emisija nusakoma atspindėjusių ir emituočių elektronų skaičiaus n santykiu su pirminių elektronų skaičiumi N ; šis santykis žymimas δ :

$$\delta = \frac{n}{N}. \quad (97,1)$$

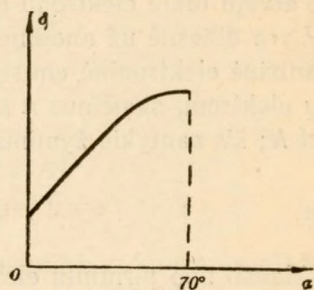
δ priklauso nuo pirminių elektronų greičio, taigi ir jų energijos; šią priklausomybę pavaizduoja 184 pav. kreivė. Čia abscisių ašyje atidėta pirminių elektronų energija elektronvoltais, o ordinacių — δ reikšmės. Kai iš metalų pašalintos dujos ir kai pirminiai elektronai krinta statmenai metalo paviršiui, δ reikšmės yra tarp 1 ir 1,4, esant adsorbuotoms dujoms, δ padidėja iki 3. Tyrimai parodo, kad iš metalų emituotus antrinius elektronus sudaro metalo laisvieji laidumo elektronai, kurie, įgiję papildomos energijos, išlekia iš metalo. Tik nedidelę visų antrinių elektronų dalį sudaro elektronai, išplėsti iš atomų gilesnių elektroninių sluoksnių, o tai parodo sužadinamas šalia antrinės elektroninės emisijos minkštųjų rentgeno spindulių spektras, išspinduliuojamas, pereinant elektronams iš išorinių sluoksnių į giliau viduje gulinčius sluoksnius.

Antrinės emisijos koeficientas δ priklauso ir nuo bombarduojančių metalą pirminių elektronų kritimo kampo. Didėjant kritimo kampui iki 70° , δ taip pat didėja (185 pav.). Tai aiškinama taip. Kuo nuožulniau krinta į paviršių pirminiai elektronai, tuo mažiau jie nutolsta nuo paviršiaus, kol netenka energijos pertekliaus. Jų išlaisvinami antriniai elektronai yra arčiau metalo paviršiaus ir, išlekiant jiems iš metalo, pasitaiko mažiau kliūčių. Panašiai galima paaiškinti ir kreivės $\delta = f(E)$ eigą. Iš pradžių, pirminių elektronų greičiui ir jų energijai didėjant, daugiau išlaisvinama antrinių elektronų, bet vėliau, pirminių elektronų greičiui žymiai padidėjus, jie giliau įsiskverbia į metalą, ir antriniams elektronams darosi jau sunkiau pasiekti metalo paviršių,

ir jų skaičius vėl pradeda mažėti. Tyrimai parodė, kad metalo, pvz., Au, Ag, Pt, paviršių aptraukiant plonu šarminių metalų sluoksniu, iš pradžių δ padidėja, nes išlaisvinimo darbas sumažėja. Bet storinant dangos sluoksnį, δ pradeda mažėti ir, esant kelių šimtų milimikronų sluoksnio storiui, sumažėja iki gryną šarminių metalų δ reikšmės ir jau toliau lieka pastovus.



184 pav.

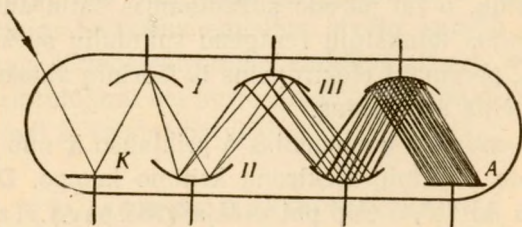


185 pav.

Tai rodo, kad antrinių elektronų emisija vyksta ne tik iš metalo pačių paviršinių, bet ir iš gilesnių sluoksnių.

Antrinius elektronus emituoja ne tik metalai, bet ir nemetaliniai kūnai, pvz., stiklas.

Dabar antrinę elektroninę emisiją panaudoja praktikoje elektroniniuose fotodaugintuvuose. Elektroninio daugintuvo schema pavaizduota 186 pav. Pirminių elektronų srautas iš katodo K



186 pav.

krinta į pirmąjį emitterį (I). Sustiprintas δ kartų, srautas pasiekia iš eilės antrąjį (II), trečiąjį (III) ir t. t. emitterį. Galinis, n -tas emitteris emituoja n^{δ} kartų sustiprintą elektroninę srovę, kurią ir priima anodas A .

Pirmuosius elektroninius daugintuvus padarė tarybinis inž. L. Kubeckis. Jo daugintuvuose elektronų srautas, emituotas

vieno kurio nors emiterio, magnetinio lauko nukreipiamas į kaimyninį emiterį. Be magnetinio fokusavimo, naudojamas elektrinis, kai elektroninis srautas nukreipiamas reikiama kryptimi elektriniu lauku. Paprastai elektroniniuose daugintuvuose naudojami sudėtingi daugiasluoksniai emiteriai, pasižymintieji dideliu δ . Pvz., deguonies-cezio, aliuminio oksido δ yra apie 4—5.

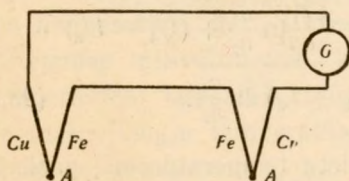
Elektroninis daugintuvas, sujungtas su fotoelementu į vieną prietaisą, vadinamą fotodaugintuvu, naudojamas silpnų šviesos pluoštų stiprumui matuoti.

Daugiaelektrovinėse radijo lemposse antrinė elektroninė emisija sukelia kenksmingą dinatroninį efektą.

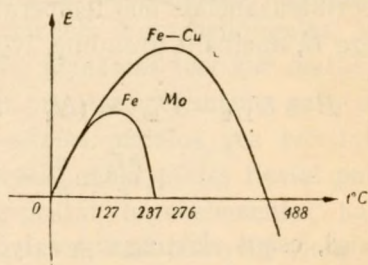
§ 98. TERMoeLEKTRINIAI REISKINIAI

Metallų arba puslaidininkių sąlyčio riboje kontaktinis potencialų skirtumas priklauso nuo temperatūros. Sudarykime dviejų skirtingų metalinių, pvz., Cu ir Fe, laidininkų grandinę (187 pav.). Kol abiejų laidininkų sąlyčio, arba sulydymo, vietų A temperatūra vienoda, tol tokioje sujungtoje grandinėje nebėga elektros srovė, nes $U_h(\text{Cu}-\text{Fe}) - U_h(\text{Fe}-\text{Cu}) = 0$. Bet vieną sulydymo vietą pašildykime, tada abiejų sulydymo vietų kontaktiniai potencialų skirtumai nebebus lygūs, ir grandinėje bėgs elektros srovė. Šis reiškinys vadinamas *termoelektriniu*; jis buvo atrastas Zebeko 1821 m.

Termoelektrovaros jėga priklauso nuo sujungtų grandinėje, kurią paprastai vadiname *termoelementu*, metallų arba puslaidininkių prigimties ir nuo termoelemento sulydymo vietų tempe-



187 pav.



188 pav.

ratūrų skirtumo. Iš pradžių, termoelemento sulydymo vietų temperatūrų skirtumui didėjant, termoelektrovaros jėga taip pat didėja; Fe—Mo termoelemento ji yra didžiausia 127°C, o Fe—Cu termoelemento — 276°C temperatūroje (188 pav.). Toliau tem-

peratūrų skirtumui didėjant, ji pradeda mažėti ir Fe—Mo termoelemento 237°C, o Fe—Cu 488°C temperatūroje pasidaro lygi nuliui. Vėliau vėl pradeda didėti, tik jau yra priešingos krypties. Termoelektrovaros jėgos krypties kitimo temperatūrą vadiname *inversijos temperatūra*. Taigi Fe—Cu termoelemento inversijos temperatūra yra lygi 488°C.

Termoelektrovaros jėgos priklausomybę nuo termoelemento sulydymo vietų temperatūrų skirtumo galima išreikšti bent apytiksliai tokia lygtimi:

$$E = a(t_1 - t_0) + b(t_1 - t_0)^2, \quad (98,1)$$

čia a ir b reiškia tam tikras konstantas, t_1° ir $t_0^\circ\text{C}$ sulydymo vietų temperatūras. Norint tą priklausomybę griežčiau išreikšti, tenka imti didesnę lygties narių skaičių.

Termoelektrovaros jėgos atsiradimą galima paaiškinti kontaktinio potencialų skirtumo reiškiniu. Kaip jau žinome, kontaktinį potencialų skirtumą sąlygoja du veiksniai: besiliečiančių metalų išlaisvinimo darbų ir jų laisvųjų elektronų koncentracijų skirtumas. Atsižvelgiant į šiuos abu veiksnius, kontaktinis potencialų skirtumas

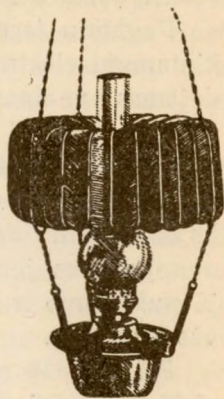
$$U_k = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2}. \quad (98,2)$$

Tarkime, kad iš dviejų metalų sudarytos uždaros grandinės pirmojo kontakto temperatūra yra T_1 , o antrojo — T_2 . Išlaisvinimo darbus φ_1 ir φ_2 bei elektronų koncentracijas n_1 ir n_2 laikykime nepriklausančiais nuo temperatūros. Visa grandinės elektrovaros jėga E , apėinant grandinę, lygi potencialų šuolių sumai:

$$E = U_{1,2} - U_{2,1} = (U_2 - U_1) + \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} + (U_1 - U_2) + \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} = \frac{k}{e} (T_1 - T_2) \ln \frac{n_1}{n_2}. \quad (98,3)$$

Taigi, esant skirtingoms sąlyčio vietų temperatūroms, pasireiškia termoelektrovaros jėga, proporcinga temperatūrų skirtumui $T_1 - T_2$. Tačiau pasitaiko atvejų, pvz., Zn—Ag, kur elektrovaros jėgos temperatūrinė priklausomybė yra žymiai sudėtingesnė. Tai iš dalies paaiškinama laisvųjų elektronų koncentracijų santykio kitimu, keičiantis temperatūrai. Išsamų termoelektrinių reiškinių aiškinimą duoda tik kvantinė mechanika.

Metallinių termoelementų termoelektrovaros jėgos siekia kelis arba kelias dešimtis mikrovoltų sąlyčio vietų 1°C temperatūrų skirtumui. Didžiausią termoelektrovaros jėgą turi bismuto termoelementas; ji yra apie 10^{-4} V/laip, geležies-konstantano termoelemento termoelektrovaros jėga lygi $0,5 \cdot 10^{-4}$ V/laip. Ypač didelės puslaidininkinių termoelementų termoelektrovaros jėgos. Jų termoelektrovaros jėgos šimtus ir daugiau kartų didesnės ir siekia milivoltus, esant 1°C temperatūrų skirtumui. Tai leidžia šiluminę energiją tiesiogiai paversti elektrine energija, pasiekiant 10–20% našumą, vietoje metallinių termoelementų gaunamo 0,1–0,5% našumo. Pastaraisiais metais buvo pagaminti puslaidininkiniai termoelektrogeneratoriai (189 pav.). Jų žiedinės formos termobaterija užmaunama ant žibalinės lempos stiklo. Kontaktai prie stiklo yra karštų degimo dujų šildomi. Kiti kontaktai vėsinami oro. Toks termoelektrogeneratorius pajėgia maitinti radijo imtuvą.



189 pav.

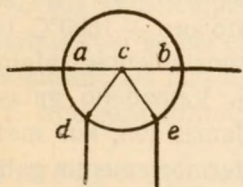
Termoelektriniai reiškiniai plačiai taikomi laboratorijose bei technikoje temperatūroms matuoti. Šiam tikslui dažniausiai naudojamas platinos-platinos ir rodžio lydinio (Pt 95% ir Rh 5%) termoelementas. Tokio termoelemento elektrovaros jėga tiesiog proporcinga temperatūrų skirtumui skysto oro — 1600°C temperatūrų tarpe (10% tikslumu). Pats termoelementas talpinamas į kaitrai atsparios medžiagos vamzdelį. Vamzdelio galas, kur yra termoelemento sulydymo vieta, įdedamas ten, kur matuojama temperatūra, pvz., į krosnį, o prie termoelemento galų prijungiamas milivoltmetras, kurio skalės padalos yra įvertintos temperatūros laipsniais, taigi rodyklės nukrypimas tiesiai parodo matuojamąją temperatūrą. Apskritai, termoelementai, palyginus su termometrais, yra tuo geresni, kad plonyčių vielų sulydymo vieta yra mažo ploto, todėl tuo termometru galima išmatuoti taškinių vietų temperatūrą. Be to, tokio termometro šiluminis talpumas yra labai mažas, todėl mažai keičia ir mažo matuojamojo objekto temperatūrą.

Didesnėms termoelektrovaros jėgoms gauti naudojamos termobaterijos. Jos sudėtos iš nuosekliai sujungtų termoelementų,

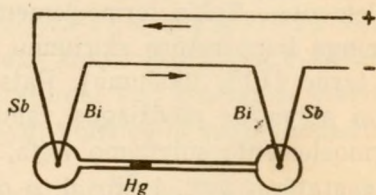
kurių suglaustos sulydymo vietos sudaro lyg ir plokštelę. Ji yra išsuodinama, kad geriau absorbuotų šiluminę energiją. Termobaterijos plačiai taikomos laboratorijose spinduliavimo, pvz., įvairių spektro sričių arba spektro linijų, energijai matuoti.

Pagaliau termoelementas taikomas silpnų aukšto dažnumo kintamųjų elektros srovių stiprumui matuoti. Šiam tikslui naudojamas vadinamasis *termokryžius*, kurio schemą matome 190 pav. Į indelį be oro įdedamas termoelementas. Pro vielą *acb* praleidžiama matuojamoji kintamoji elektros srovė. Jai bėgant, viela šyla, taigi pakinta ir taško *c* temperatūra. Šis taškas yra termoelemento *dce* sulydymo vieta. Termoelemento *dce* grandinėn įjungtas jautrus galvanometras arba mikrovoltmetras. Iš jo nukrypimo ir susekame bėgančios kintamosios elektros srovės stiprumą.

Peltjė 1834 m. yra nustatęs atvirkščią Zebeko atrastajam efektui reiškinį. Jei pro termoelementą paleisime elektros srovę, tai iš pradžių abiejų sulydymo vietų vienoda temperatūra pakinta: viena sulydymo vieta vėsta, o antroji šyla. Taigi, bėgant elektros srovei, susidaro sulydymo vietų temperatūrų skirtumas. Šis reiškinys vadinamas Peltjė efektu. Jį galime stebėti šiuo būdu. Į du vamzdeliu sujungtus rutulinius stiklinius indelius (191 pav.) įdedamas Sb-Bi termoelementas taip, kad jo viena (Sb-Bi) sulydymo vieta yra viename, o kita (Bi-Sb) — kitame



190 pav.



191 pav.

indelyje. Indelius jungiančiame vamzdyje slankioja gyvsidabrio kamštelis. Paleidus elektros srovę pro termoelementą, viename indelyje oras atvėsta, o kitame įšyla ir gyvsidabrio kamštelis paslenka vamzdyje.

Elektroninių dujų teorija Peltjė efektą aiškina taip. Skirtingų metalų kontakte visada susidaro kontaktinis potencialų skirtumas, kurį sukelia nevienoda laisvųjų elektronų koncentracija. Abiejose sulydymo vietose jis bus priešingos krypties. Vienoje

sulydymo vietoje kontaktinio potencialų skirtumo sukurtas elektrinis laukas greitina elektronus. Jiems pagreitinti reikalinga energija imama iš sulydymo vietos vidinės energijos ištekliaus, todėl tos sulydymo vietos temperatūra krinta. Antrojoje sulydymo vietoje kontaktinio potencialų skirtumo elektrinis laukas lėtina elektronus; toje vietoje išorinis elektrinis energijos šaltinis (elementas) atlieka papildomą darbą, greitindamas tuos nešėjus, todėl sulydymo vietos temperatūra pakyla.

Ypač dideliu Peltjė efektu pasižymi puslaidininkinių termoelementai. Naudojant juos, galima pasiekti iki 70 laipsnių temperatūrų skirtumus. Tokie termoelementai sėkmingai taikomi šaldytuvuose. Į šaldytuvo vėsinajamąją ertmę įtalpinami vieni termobaterijos kontaktiniai galai, o antrieji paliekami išorėje. Paleidus termobateriją elektros srovę, šaldytuvo viduje esantieji kontaktai vėsta, o esantieji išorėje — šyla. Pastarieji vėsunami oro. Pakeitus elektros srovės kryptį, pakinta ir efektas: tada vidiniai termobaterijos kontaktai šyla, o išoriniai — vėsta. Tuomet šaldytuvus virsta termostatu (šildytuvu).

Šaldytuvo kokybę nusako vadinamasis jo *vėsavimo koeficientas* K . Jį išreiškia santykis tarp šilumos kiekio Q_0 , perkelta iš vieno termobaterijos kontakto į kitą, ir sunaudotos elektros energijos W ,

$$K = \frac{Q_0}{W}. \quad (98,4)$$

K priklauso nuo sudaryto temperatūros skirtumo $T_1 - T_0$, čia T_1 yra išorės, o T_0 — šaldytuvo vidaus temperatūros. Be to, vėsavimo koeficientas priklauso ir nuo puslaidininkinių elektrinio bei šiluminio laidumo. Jiems didėjant, vėsavimo koeficientas K mažėja. Temperatūrų skirtumui $T = 30^\circ K$ galima gauti apie 0,64.

Peltjė efektą puslaidininkiuose galima būtų panaudoti gyvenamoms patalpoms apšildyti žiemą, o joms vėsinti vasarą. Reiktų tik pagaminti atitinkamo ploto termobaterijas.

XII SKYRIUS

KAI KURIE ELEKTRONINĖS EMISIJOS TAIKYMAI

§ 99. LAISVŲJŲ ELEKTROS KRŪVIŲ JUDEJIMAS ELEKTRINIAME IR MAGNETINIAME LAUKUOSE

Magnetinio lauko poveikį laidininkui, kuriuo bėga elektros srovė, sukelia jėgos, veikiančios viena kryptimi judančius elektros krūvių nešėjus, nes elektros srovę turime, tik perkeldami tam tikra kryptimi teigiamą arba neigiamą elektros krūvį. Netvarkingas šiluminis elektros krūvių nešėjų (jonų ir elektronų) judėjimas magnetiniame lauke taip pat sukelia ponderomotorinę jėgą, bet jos vidutinė reikšmė laiko ir erdvės atžvilgiu, dėl visiško judėjimo chaotiškumo, yra lygi nuliui.

Veikiančios laisvai judančią elektrinę dalelę magnetiniame lauke jėgos reikšmę lengvai galime susekti iš lygties (70,1). Tarkime, kad ilgio l laidininke turime iš viso n elektringų dalelių. Kiekviena iš jų turi elektros krūvį e . Slinkdamos sudaryto potencialo kryptimi, jos praeina ilgio l laidininką per laiką t , taigi jų slinkimo greitis $v = \frac{l}{t}$. Per laiko vienetą (1 s) pro laidininko skerspiūvį prabėga $\frac{n}{t}$ dalelių, kurios perneša elektros kiekį $\frac{ne}{t}$. Taigi elektros srovės stiprumas $I = \frac{ne}{t}$ ir $Il = ne \frac{l}{t} = nev$. Įstatę tai į lygtį (70,1), gauname veikiančios elektringų dalelių (elektros krūvių) n ponderomotorinės jėgos F reiškinių, kai tos dalelės slenka magnetiniu lauku H greičiu v :

$$F = \frac{ne}{c} [vH]. \quad (99,1)$$

Vieną dalelę, arba dydžio e elektros krūvį, veikia jėga

$$F = \frac{e}{c} [vH]. \quad (99,2)$$

Ją yra nusakęs Lorencas, todėl ji ir vadinama jo vardu. Jos kryptis visą laiką statmena elektringos dalelės greičio ir magnetinio lauko kryptims, taigi statmena išvestai pro $\mathbf{v}$ ir $\mathbf{H}$ plokštumai. Jėgos absoliutinė reikšmė

$$F = \frac{evH}{c} \sin(\mathbf{v}, \mathbf{H}). \quad (99,3)$$

Taigi ji yra didžiausia, dalelei lekiant skersai magnetinį lauką, nes $(\mathbf{v}, \mathbf{H}) = \frac{\pi}{2}$, ir lygi nuliui, kai dalelė lekia išilgai magnetinio lauko, nes $(\mathbf{v}, \mathbf{H}) = 0$. Kadangi Lorencas jėgos kryptis yra visada statmena greičio kryptiai, tai ji neatlieka jokio darbo. Taigi Lorencas jėga veikdama tegali pakeisti tik elektringos dalelės judėjimo kryptį, bet jo greičio absoliutinė reikšmė lieka nekintama. Todėl elektringa dalelė, lėkdama skersai magnetinį lauką, skrieja apskritimu. Veikiančios ponderomotorinės jėgos absoliutinė reikšmė

$$F = \frac{evH}{c}, \quad (99,4)$$

nes šiuo atveju $\mathbf{v} \perp \mathbf{H}$ ir $\sin(\mathbf{v}, \mathbf{H}) = 1$. Apskritimo radiusas r yra nusakomas ponderomotorinės ir kilusios elektringai dalelei skriejant apskritimu išcentrinės inercijos jėgų lygybės. Jei elektringos dalelės masę pažymėsime m , tai

$$\frac{evH}{c} = \frac{mv^2}{r}. \quad (99,5)$$

Iš čia

$$r = \frac{mvc}{eH} = \frac{vc}{\frac{e}{m}H}. \quad (99,6)$$

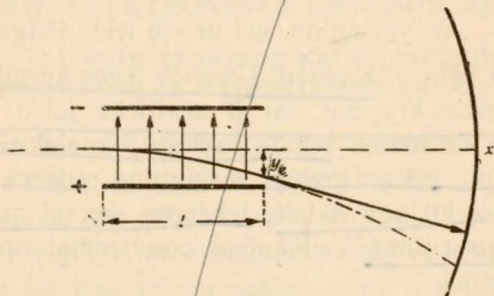
Taigi elektringos dalelės trajektorijos kreivumo radiusas yra tiesiog proporcingas greičiui ir atvirkščiai proporcingas magnetinio lauko stiprumui.

Elektringa dalelė, lėkdama skersai elektrinį lauką, taip pat nukrypsta nuo pradinės krypties. Lekiančią greičiu $\mathbf{v}$ skersai stiprumo $\mathbf{E}$ elektrinį lauką elektringą dalelę veikia jėga $\mathbf{F} = e\mathbf{E}$, nukreipta elektrinio lauko kryptimi (192 pav.). Ši jėga minėta kryptimi suteikia greitėjimą $\mathbf{a} = \frac{e\mathbf{E}}{m}$, čia m yra elektringos dalelės masė. Per laiką t ašies x kryptimi elektringa dalelė nulėks

ilgio $x=vt$, o ašies y kryptimi — $y=\frac{1}{2}at^2=\frac{1}{2}\frac{eE}{m}t^2$ kelius. Tačiau $t=\frac{x}{v}$, taigi

$$y = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \frac{x^2}{v^2}. \quad (99,7)$$

Pastaroji lygtis nusako elektringos dalelės trajektoriją (kelią), lekiant jai skersai elektrinį lauką. Ji lekia parabole. Kai elektrinio



192 pav.

lauko plotis yra l , tai elektringos dalelės judėjimo krypties pakitimą galime taip išreikšti:

$$y_e = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \frac{l^2}{v^2}. \quad (99,8)$$

Taigi elektringos dalelės nukrypimas y_e yra tiesiai proporcingas elektrinio lauko stiprumui E ir atvirkščiai proporcingas dalelės greičio v kvadratui.

Kai elektringa dalelė skrieja skersai elektrinį ir magnetinį lauką, tai veikianti ją ponderomotorinė jėga

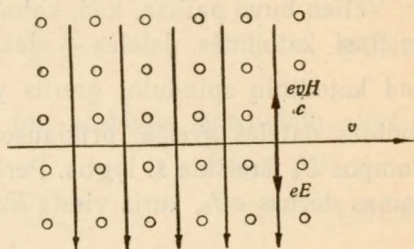
$$\mathbf{F} = e \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{vH}] \right\}. \quad (99,9)$$

§ 100. KATODINIŲ SPINDULIŲ TYRIMAS. ELEKTRONAS

Lygtis (99,3) sieja judančios skersai magnetinį lauką elektringos dalelės greitį v , specifinį krūvį $\frac{e}{m}$, trajektorijos kreivumo radiusą r ir išorinio magnetinio lauko stiprumą H . Paskutiniai du, magnetinio lauko stiprumas ir trajektorijos kreivumo radiusas, dydžiai vienokiu arba kitokiu būdu išmatuojami tiesiogiai. Jei nustatytume dalelės greitį v , tai iš lygties (99,5) galėtume

surasti ir jos specifinį krūvį $\frac{e}{m}$. Nukreipiant elektringą dalelę ir magnetiniame, ir elektriniame lauke, galime surasti jos greitį ir specifinį krūvį. Šis būdas elektringų dalelių prigimčiai (jų masei, elektros krūviui, greičiui bei jų energijai) nustatyti turi didelę reikšmę ir plačiai taikomas atominėje fizikoje elementarioms dalelėms tirti. Pirmasis šį būdą panaudojo Tomsonas katodiniams spinduliams tirti.

Sudarykime du kryžminius, t. y. statmenus vienas antram, elektrinį ir magnetinį laukus ir skersai juos praleiskime elektringų dalelių, pvz., katodinių spindulių, pluoštelį. Elektrinį ir magnetinį laukus taip sukryžiuokime, kad juos praleikianti elektringa dalelė jų abiejų būtų kreipiama priešingomis linkmėmis (193 pav.), o jėgų laukų stiprumą parinkime tokį, kad priešingomis kryptimis veikiančios ponderomotorinės jėgos eE ir $\frac{e}{c} [vH]$ būtų lygios. Tokiu atveju elektringa dalelė pralėks tokius kryžminius laukus, nenukrypdama nuo savo pirminės judėjimo krypties, ir katodinių spindulių pluoštelis nenukryps. Tada



193 pav.

$$eE = \frac{evH}{c}, \quad (100,1)$$

iš čia

$$v = \frac{E}{H} c. \quad (100,2)$$

Įstatę v reikšmę į lygtį (99,5), turėsime:

$$\frac{e}{m} = \frac{c^2 E}{r H^2}. \quad (100,3)$$

Taigi šiuo būdu galima surasti elektringos dalelės greitį v ir jos specifinį krūvį $\frac{e}{m}$.

Taip matuojant buvo nustatyta, kad katodinių dalelių $\frac{e}{m} = 5,274 \cdot 10^{17} \frac{CGSE}{g}$. Jis yra apie 1836 kartus didesnis už vandenilio jono specifinį krūvį $\frac{e}{m_H} = 2,87 \cdot 10^{14} \frac{CGSE}{g}$. Katodinė

dalelė buvo pavadinta *elektronu*. Elektronas turi neigiamos elektros elementarų krūvį $e=4,8019 \cdot 10^{-10}$ CGSE. Elektrono specifinis krūvis yra 1836 kartus didesnis už vandenilio jono specifinį krūvį, todėl elektrono masė tiek pat kartų yra mažesnė už vandenilio atomo masę. Vandenilio atomo masė $m_H=1,67 \cdot 10^{-24}$ g; elektrono masė $m=9,1055 \cdot 10^{-28}$ g.

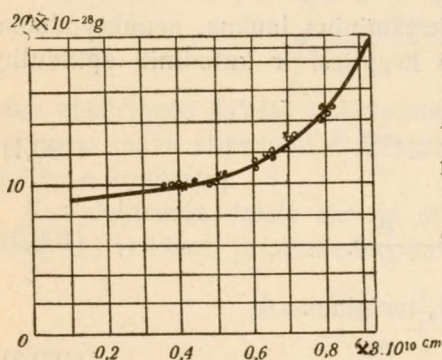
Vėliau buvo patirta, kad, katodinio vamzdžio įtampai kintant, keičiasi katodinės dalelės — elektrono greitis. Tyrimai parodė, kad katodinių spindulių greitis yra tarp 10^7 ir $8 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$. Katodinės dalelės greičio priklausomybę nuo katodinio vamzdžio įtampos U_0 išreiškia ši lygtis. Perbėgant elektronui įtampą, atliekamas darbas eU_0 , kuris virsta kinetine elektrono energija, taigi

$$eU_0 = \frac{1}{2}mv^2. \quad (100,4)$$

Iš čia

$$v = \sqrt{2U_0 \frac{e}{m}}. \quad (100,5)$$

Be to, tyrimai parodė, kad, kintant katodinio vamzdžio įtampai, taigi keičiantis elektrono greičiui, kinta ir elektrono specifinis



194 pav.

krūvis; greičiui didėjant, $\frac{e}{m}$ reikšmė mažėja. Ši $\frac{e}{m}$ kitimą sąlygoja elektrono masės kitimas. Pagal reliatyvumo teoriją judančios greičiu v dalelės masė m , kai jos rimties masė m_0 , yra lygi:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (100,6)$$

kur c yra šviesos greitis: $c \approx 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}}$. Taigi greičiu v

skriejančio elektrono $\frac{e}{m}$ pakinta santykiu $\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$. 194 pav. kreivė grafiškai vaizduoja reliatyvumo teorijoje išvestą ir eksperimentiškai patikrintą elektrono masės priklausomybę nuo greičio. Gaunamas visiškas sutapimas. Iš kreivės matyti, kad lekiančių greičiu, artimu šviesos greičiui, elektronų masė žymiai padidėja.

§ 101. ELEKTRINGŲ DALELIŲ NUKRYPTIMAI,
LEKIANT JOMS SKERSAI ELEKTRINĮ BEI MAGNETINĮ LAUKĄ

Elektringos dalelės nukrypimas, lekiant jai skersai elektrinį lauką, yra proporcingas elektrinio lauko stiprumui E ir atvirkščiai proporcingas dalelės greičio v kvadratui ir išreiškiamas lygties (99,8)

$$y_e = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \frac{l^2}{v^2}. \quad (101,1)$$

Dalelės greitis priklauso nuo jos prabėgto potencialų skirtumo U_0 :

$$v = \sqrt{2U_0 \frac{e}{m}}. \quad (101,2)$$

Įstatę šią v reikšmę į lygtį (101,1), gausime tokį elektringos dalelės nukrypimo elektriniame lauke reiškinių:

$$y_e = \frac{1}{4} \frac{l^2 E}{U_0}. \quad (101,3)$$

Taigi elektringos dalelės nukrypimas, lekiant skersai elektrinį lauką, priklauso nuo jos perbėgto potencialų skirtumo U_0 . Perbėgusios skirtingus potencialų skirtumus dalelės nukreipiamos nevienodai; tokių dalelių spindulių pluoštas, praėjęs elektrinį lauką, išsisklaido į atskirus spindulių pluoštelius, kurių dalelės bus prabėgusios tokį pat potencialų skirtumą U_0 . Gausime dalelių spindulių spektrą. Jei iš šio spektro išskirsime siaurutį spindulių pluoštelį, tai jį sudarys tik dalelės, perbėgusios tokį pat arba bent mažai tesiskiriantį potencialų skirtumą.

Dalelių, skriejančių skersai magnetinį lauką, kelių radiusas r priklauso nuo $\frac{e}{m}$ ir v (99,6). Tačiau kartais yra patogiau matuoti ne dalelės kelio kreivumo radiusą, bet jos nukrypimą nuo pirminės judėjimo krypties. Platesniame ir stipresniame magnetiniame lauke elektringa dalelė skrieja spirale. Neplačiame magnetiniame lauke ji tik yra nukreipiama nuo savo pirminės krypties. Kadangi dalelę veikianti jėga yra statmena jos judėjimo ir magnetinio lauko kryptims, tai ji tepakeičia dalelės greičio kryptį, bet nekeičia greičio dydžio. Magnetinio lauko kryptimi dalelė nebus pagreitinta ir jei iš pradžių šia kryptimi ji neturėjo jokio greičio, tai ir vėliau jo neturės. Kai dalelė juda

ašies x kryptimi greičiu v_x , o magnetinio lauko kryptis sutampa su ašies z kryptimi, tai dalelė bus pagreitinta y ašies kryptimi. Taigi dalelės atstojamasis greitis

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_x + \mathbf{v}_y. \quad (101,4)$$

Veikianti įelektrintą dalelę magnetiniame lauke jėga

$$\mathbf{F} = \frac{e}{m} [\mathbf{v} \mathbf{H}]. \quad (101,5)$$

Apskritai, dviejų vektorių $\mathbf{A}$ ir $\mathbf{B}$ vektorinės sandaugos dedamosios x , y ir z ašių kryptimi išreiškiamos taip:

$$[\mathbf{A} \mathbf{B}]_x = A_y B_z - A_z B_y,$$

$$[\mathbf{A} \mathbf{B}]_y = A_z B_x - A_x B_z,$$

$$[\mathbf{A} \mathbf{B}]_z = A_x B_y - A_y B_x.$$

Taigi

$$F_x = m \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{e}{c} H \frac{dy}{dt} \quad (101,6)$$

ir

$$F_y = m \frac{d^2 y}{dt^2} = -\frac{e}{c} H \frac{dx}{dt}, \quad (101,7)$$

nes, kai magnetinis laukas eina z ašies kryptimi, tai $H_x = H_y = 0$, $H_z = H$ ir $\frac{dx}{dt} = v_x$, $\frac{dy}{dt} = v_y$ ir $\frac{dz}{dt} = v_z = 0$. Lygtis (101,6) ir (101,7) vieną kartą suintegruvę, gausime:

$$v_x = \frac{dx}{dt} = \frac{e}{mc} Hy + v, \quad (101,8)$$

nes, kai $x=0$, $y=0$, $v_x=v$, $v_y=0$, ir

$$v_y = \frac{dy}{dt} = -\frac{e}{mc} Hx. \quad (101,9)$$

Pakėlę lygtis (101,8) ir (101,9) kvadratu ir sudėję, turėsime:

$$v_x^2 + v_y^2 = v^2 = \frac{e^2}{m^2 c^2} H^2 y^2 + v^2 + \frac{e^2}{m^2 c^2} H^2 x^2 + 2 \frac{e}{mc} Hyv$$

arba

$$x^2 + y^2 + \frac{2mcv}{eH} y = 0. \quad (101,10)$$

Pastaroji lygtis išreiškia elektringos dalelės kelią magnetiniame lauke. Kai magnetinis laukas yra nestiprus ir mažai išplitęs, tai $y^2 < y$ ir lygtį (101,10) galime parašyti taip:

$$x^2 + \frac{2mcv}{eH} y \approx 0. \quad (101,10a)$$

Magnetinio lauko plotį pažymėkime b ($x=b$), tuomet iš (101,10a) gauname tokį dalelės nukrypimą $y=y_m$ magnetiniame lauke:

$$y_m = \frac{eHb}{2mcv} = \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{Hb^2}{c \sqrt{8U_0}}. \quad (101,11)$$

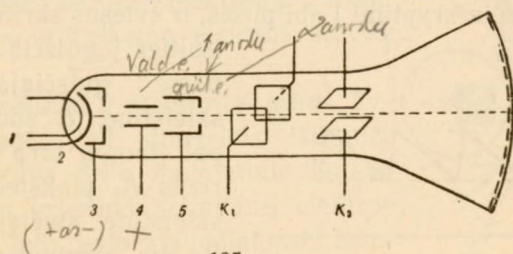
Cia U_0 , kaip jau minėta, yra elektringos dalelės prabėgtas potencialų skirtumas.

§ 102. KAI KURIE ELEKTRONINIAI PRIETAISAI

Visos eilės tyrimams ir praktikos reikalams naudojamų elektroninių prietaisų veikimas pagrįstas elektroninių spindulių nukrypimu elektriniame arba magnetiniame lauke. Smulkiau susipažinsime su kai kuriais iš jų.

1. *Elektroninis oscilografas*. Elektroninio oscilografo pagrindinę dalį sudaro elektroninių spindulių vamzdis (195 pav.).

Elektronų patrankos (2) išspinduliuojamas elektronų pluoštelis krinta į priešakinę plokščią arba sferinę vamzdžio sienelę,



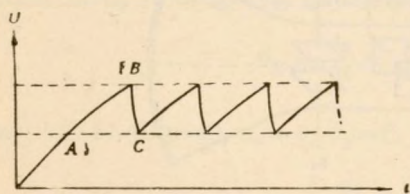
195 pav.

iš vidaus apklotą fluorescuojančia medžiaga (liuminoforu). Ekране matoma šviesi dėmelė. Elektronų pluoštą kreipiantis įrenginys nukreipia švytinčią dėmelę į įvairias ekrano vietas.

Elektronų patranka sudaro elektronų pluoštą. Jos katodas susideda iš cilindrinio nikelio indelio (1), kurio dugno išorinis paviršius aptraukiamas elektronus emituojančiu oksido

sluoksniu. Į indelio vidų įdėta spiralinė kaitinamoji viela. Katodinis indelis apgaubtas cilindrinio ekranėliu (3). Jo įtampa yra lygi katodinei įtampai. Jis pavaduoja šiluminę izoliaciją ir sumažina katodo šilumos nuostolius, be to, būdamas kiek ilgesnis, sumažina ir elektronų išbarstymą. Visi kiti elektronų patrankos elektrodai yra metaliniai cilindriniai indeliai su angelėmis pertvarėlėse arba dugneliuose ir turi skirtingas įtampas katodo atžvilgiu. Artimiausias prie katodo *valdomasis elektrodas*, turėdamas neigiamą arba teigiamą įtampą, keičia elektronų pluošto stiprumą. Kitas turi teigiamą įtampą ir vadinamas *pirmuoju anodu*, arba *greitinamuoju elektrodu*. Jo (apie 200 V) įtampa pagreitina elektronus. Toliau už jo esąs *antrasis anodas* fokusuoja elektronų pluoštą. To anodo įtampa siekia 800—1500 V. Be to, papildomam greitinančiam laukui sudaryti didesnė vamzdžio vidinė paviršiaus dalis aptraukiama laidžiu sluoksniu. Jo įtampa lygi pirmojo anodo įtampai.

Sistema elektroniniam spinduliui kreipti susideda iš dviejų sukryžiuotų plokščių kondensatorių K_1 ir K_2 . Jei tarp kondensatoriaus plokštelių sudarysime stipresnį elektrinį lauką, tai praeidamas kondensatorių elektronų pluoštas nukrypsta ir šviesus skritulėlis pasistumia iš ekrano centro. Stačiojo kondensatoriaus elektrinis laukas nukreipia elektronų pluoštą gulsčia, o gulsčiojo — stačia kryptimi. Suteikus kondensatoriaus K_1 plokštėlėms periodiškai ir tiesiškai kintamą įtampą, elektronų pluoštas nukryps gulsčia kryptimi į abi puses, ir šviesus skritulėlis ekrane



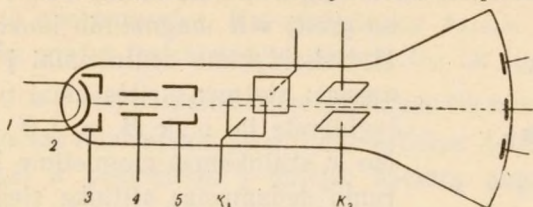
196 pav.

išsities į gulsčią liniją. Gauname gulsčiąją kryptimi skleistinę, o sudarius tokią pat įtampą tarp kondensatoriaus K_2 plokštelių, gausime skleistinę stačiąją kryptimi. Be čia paminėtosios tiesinės skleistinės, kartais naudoja-

mos ir kitokios formos skleistinės. Pvz., norėdami stebėti kintamosios elektros srovės arba kintamosios įtampos kreives oscilografo ekrane, tarp vieno kondensatoriaus plokštelių sudarome „piūklinę“ įtampą. Jos kitimą pavaizduoja 196 pav. kreivė. Kintamos įtampos veikiamas (ją vaizduoja kreivės dalis AB) elektronų pluoštas pamažu krypsta radiališkai iš ekrano centro

į pakraštį, o vėliau (kreivės BC dalyje) vėl staigiai grįžta į centrą. Prijungę prie antrojo kondensatoriaus plokštelių tiriamą kinetamąją įtampą, ekrane matysime jos kitimo kreivę.

Elektronų pluoštui nukreipti naudojamas ir magnetinis laukas, kuris sudaromas, elektros srovę leidžiant pro atitinkamas



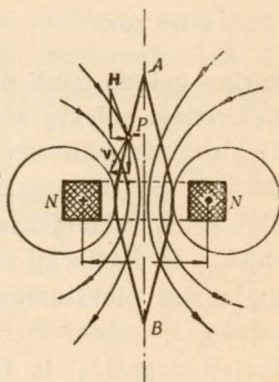
197 pav.

rites. Į magnetinį lauką patekę elektronai skrieja jame kreivu, o ne paraboliniu, kaip elektriniame lauke, keliu, bet išlėkę iš jo toliau lekia tiesiu keliu.

Oscilografai bei osciloskopai naudojami didelio dažnumo elektriniams virpesiams stebėti arba registruoti, nes elektronų pluoštelis turi labai mažą inerciją.

2. *Elektroninis komutatorius.* Šios rūšies vamzdžiuose elektronų pluošto laidumas panaudojamas komutacijos tikslams. Elektroninis komutatorius taip pat turi elektroninę patranką, kreipiamąjį, arba valdomąjį, įrenginį, bet ekrano vietoje įlydoma visa eilė elektrodų (197 pav.). Priversdami elektronų pluoštą kristi į bet kurią elektrodą, galime sujungti juo atitinkamą elektros srovės grandinę.

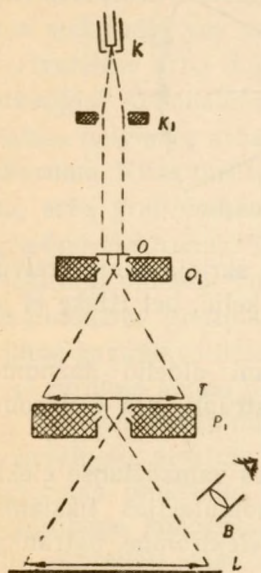
3. *Magnetiniai ir elektriniai lęšiai.* Tyrimai parodė, kad simetrinis išilginei ašiai elektrinis arba magnetinis laukas veikia ašies kryptimi sklindantį elektronų pluoštą taip, kaip glaudžiamasis lęšis veikia šviesos spindulių pluoštą. Tokio magnetinio lęšio veikimas pavaizduotas 198 pav. Magnetinį lęšį sudaro tam tik-



198 pav.

ro vijų skaičiaus ritė NN ; ja bėga elektros srovė. Iš elektronų šaltinio A , kuris yra tos ritės ašyje, sklinda prasiskiriantis elektronų pluoštas ir praeina ritės magnetinį lauką. Elektronas, kuris praeina skersai magnetinį lauką, yra nukreipiamas

statmenai lauko jėgų linijų ir elektrono judėjimo kryptims (99,1). Tačiau kada elektronas praeina jį įstrižai, tai jo judėjimo kryptį keičia veikiančio magnetinio lauko jėgos dedamoji, kuri yra statmena jo judėjimo kryptčiai. Pasekime elektrono judėjimą kalbamosios ritės magnetiniame lauke. Taške P elektro-



199 pav.

no greitį v ir magnetinio lauko stiprumą H išskaidykime atitinkamai į dvi dedamąsias: statmeną ritės ašiai $v_{\perp}$ ir $H_{\perp}$ ir lygiagrečią jai $v_{\parallel}$ ir $H_{\parallel}$; $v_{\perp} \perp H_{\parallel}$. Abi greičio ir atitinkamas magnetinio lauko stiprumo dedamąsias atitinka elektroną veikianti jėga, nukreipta statmenai paveiklo plokštumai. Jos sukeltas greitis guli paveiklo plokštumoje ir nukreiptas į ašį. Elektrono kelias išsilenkia ašies link. Tokiu būdu, išlėkę iš taško A elektronai vėl susirenka taške B , kur ir gauname elektronų šaltinio A atvaizdą, kuris dėl tangentinės greičio dedamosios bus kiek pasuktas. Panašiai veikia ir elektriniai lęšiai.

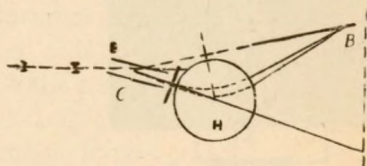
4. *Elektroninis mikroskopas.* Ištyrus elektrinių ir magnetinių laukų ypatybės buvo pagamintas elektroninis mikroskopas,

kuriuo galime gauti elektronus spinduliuojančių arba nušviestų elektronais objektų atvaizdus. Jo schema pavaizduota 199 pav. Elektroninės patrankos K išspinduliuojamas ir 70–80 kV potencialo pagreitinamas elektronų pluoštas praeina pro anodo diafragmą ir, kondensatoriaus ritės K_1 sukoncentruotas, nušviečia objektą O . Pastarąjį praėjęs pluoštas krinta į objektyvą O_1 ir jo suglaustas plokštumoje T sudaro padidintą tarpinį objekto atvaizdą. Jį galime stebėti, patalpinę į T fluorescuojantį ekraną. Tačiau paprastai iš T elektronai eina pro projekcijos lęšį P_1 , kur jie suglausti šviečiamame ekrane L duoda dar didesnį atvaizdą. Pastarasis stebimas pro langelį B . Tačiau dažniausiai ekranas L pakeičiamas fotografine plokšte, ir atvaizdas fotografuojamas. Visos elektroninio mikroskopo dalys patalpinamos į sandarų metalinį vamzdį, kuriame išretinamas oras iki 10^{-4} – 10^{-5} mm Hg slėgimo.

Elektroninių mikroskopų skiriamoji galia (t. y. mažiausias nuotolis tarp dviejų gretimų taškų, kurių atvaizdus dar galime stebėti atskirai) yra didesnė už optinių mikroskopų ir siekia 10–20 angstromų. Todėl elektroniniai mikroskopai pasidarė nepamainoma eksperimentinių mokslų tiriamoji priemonė.

5. *Masių spektrografas*. Kai elektringos dalelės prabėga tokią pat arba mažai tesiskiriančią įtampą U_0 , tai jų nukrypimas magnetiniame ir elektriniame lauke priklauso tik nuo $\frac{e}{m}$ (99,6 ir 99,8). Turinčios nevienodus specifinius krūvius dalelės nukrypsta skirtingai ir pasiskirsto į dalelių spektrą pagal skirtingą $\frac{e}{m}$, o jei visos dalelės turi tą patį elektros krūvį e , tai jos pasiskirsto pagal masę m . Didesnės masės dalelės nukrypsta mažiau, mažesnės — daugiau.

Taigi elektringų dalelių spindulių pluoštas, praėjęs pro skersinį elektrinį ir magnetinį laukus, išsisklaido į skirtingų masių dalelių spindulius; šiuo būdu galima, pvz., atskirti vieno ir to paties cheminio elemento izotopus, turinčius visiškai vienodas chemines, o iš dalies ir fizikines ypatybes, bet skirtingus atominius svorius. Astonas pirmasis šį būdą pritaikė praktikoje, pagamindamas masių spektrografą, kuris visą laiką tobulinamas ir dabar tebėra svarbi ir jautri priemonė izotopams skirti. 200 pav. vaizduojama masių spektrografo schema. Joninių spindulių pluoštas įeina į stiprumo E sudarytą tarp kondensatoriaus C plokštelių elektrinį lauką, o čia nukrypsta ir išsisklaido. Toliau jis patenka į stiprumo H magnetinį lauką ir nukreiptas pasiekia plokštelę B , ant kurios dalelės nugula, sudarydamas griežtą liniją. Magnetinis laukas čia nevienodai nukreipia daleles, turinčias skirtingas mases, taigi sklaido spindulius, o turinčias tokią pat masę, bet perbėgusias skirtingą įtampą, daleles surenka, t. y. „fokusuoja“ į vieną vietą — vieną liniją.

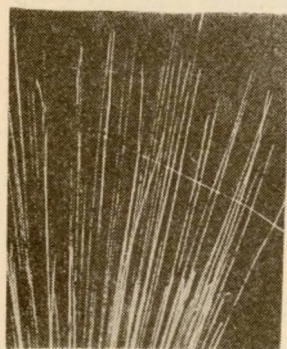


200 pav.

6. *Kondensacinė kamera*. Elektringų dalelių nukrypimu nuo pradinės krypties magnetiniame lauke remiasi ir kondensacinės, arba Vilsono, kameros veikimas. Joje matome pavienių elektringų dalelių pėdsakus.

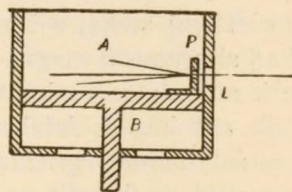
Pašalinus iš oro kondensacijos branduolius, kuriais būna labai smulkios dulkelės, elektringos dalelės — teigiami ir neigiami jonai bei elektronai — galima orą persotinti vandens garais. Kondensacijos branduolius paprastai pašaliname sukondensuodami garus, tuomet jie nusėda drauge su vandens lašeliais. Lengviausia garai kondensuojasi ant dulkelių. Jas pašalinus, garai susikondensuoja ant neigiamai elektringų dalelių, kai galinio ir pradinio dujų tūrių santykis, adiabatiškai išplečiant, yra lygus 1,25, o kai šis santykis lygus 1,31 — jie kondensuojasi ir ant teigiamų jonų.

1911 m. Vilsonas pastebėjo, kad α -(He^{2+}) dalelės, eidamos pro vandens garų persotintą orą, palieka savo kelio pėdsaką. Pakeliui α -dalelės jonizuoja orą. Ant jonų susikondensuoja vandens garai mažyčiais lašeliais, kurie, stipriai nušviesti, yra matomi (201 pav.). Iš pradžių šie vandens lašeliai sudaro griežtą liniją — dalelės taką (treką), bet vėliau dėl įvairių (šiluminio bei mechaninio) molekulių judesių tako griežtumas išnyksta, takas išplinta, nes vandens lašeliai, molekulių daužomi, išsiskirsto. Vilsonas pagamino prietaisą atskiroms dalelėms sekti.



201 pav.

Ją sudaro kamera A su stūmokliu B (202 pav.). Viršutinė kameros sienelė yra stiklinė. Kameros viduje oras yra prisotintas vandens garų. Staigiai pa-



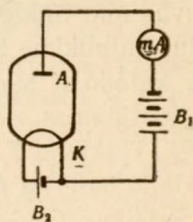
202 pav.

traukus stūmoklį žemyn, kameroje esąs oras adiabatiškai išsiplečia, jo temperatūra nukrinta, ir oras pasidaro persotintas. Kameros šone yra žėručio langelis L , pro kurį kameron įlekia α - arba kitokios elektringos dalelės. Kol stūmoklis yra pakeltas, langelį uždaro storesnė metalinė plokštelė P , kuri sulaiko kameron lekiančias daleles. Stūmokliui nuslinkus žemyn, langelis atsidaro.

Paprastai dalelių takai kameroje yra fotografuojami. Griežtas dalelės takas gaunamas tik tuomet, kai fotografuojant nušviečiama labai trumpą laiką ir kaip tik tuo akimirksniu, kai takas susidaro, nes, kaip jau minėjome, vėliau takas išsiplečia. Skobelcynas pritaikė Vilsono kamerą elektringų dalelių prigimčiai tirti. Jis ją patalpino į stiprų magnetinį lauką, įtaisydamas ją tarp stipraus elektromagneto polių. Tada kameron patekusi elektringa dalelė yra nukreipiama. Jos takas yra nebe tiesė, bet tam tikra kreivė. Iš tako kreivumo surandamas dalelės elektringumas, jos greitis ir masė. Kondensacinė kamera yra pagrindinė atominės fizikos priemonė branduolių reakcijoms ir kosminiams spinduliams tirti.

§ 103. RADIO LEMPOS

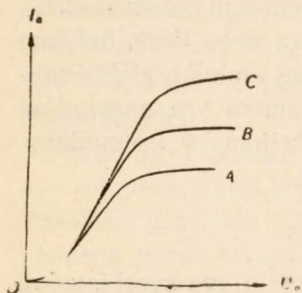
Siuo laiku kiekvieno radijo siųstuvo bei imtuvo svarbiausioji dalis yra radijo lempa. Jos veikimas pagrįstas termoelektroniniu reiškiniu (§ 95). Radijo lempą sudaro plona kaitinamoji vielelė K — katodas (203 pav.), kuris įkaitintas iki aukštos temperatūros emituoja elektronus. Prieš jį padedama plokštelė A — anodas. Abu elektrodai talpinami į stiklinį (arba metalinį) indelį, iš kurio ištraukiamas oras. Katodą kaitiname elektriniu būdu. Katodo emituojamieji elektronai susitelkia jo aplinkoje ir sudaro erdvinį elektros krūvį — *elektroninį debesėlį*, kuris sulaiko tolimesnę elektronų emisiją. Bet jeigu tarp anodo ir katodo sudarysime didesnę įtampą, anodui suteikę teigiamą potencialą, tai susidaręs elektrinis laukas nukreipia elektronus į anodą. Anodinės srovės stiprumas priklauso nuo anodinės įtampos; jai didėjant, anodinė srovė iš pradžių pamažu, vėliau staigiau stiprėja, bet, esant didesnei teigiamai anodinei įtampai, stiprėjimas silpnėja, ir pasiekiamas prisotinimas. Kreivė $I_a = f(U_a)$, grafiškai vaizduojanti anodinės srovės stiprumo I_a priklausomybę nuo anodinės įtampos U_a vadinama dviejų elektrodų radijo lempos, arba *diodo, charakteristika*. Diodo charakteristikos pavaizduotos 204 pav. Katodo temperatūrai kylant, anodinė srovė stiprėja; jos prisotinimas pasiekiamas stipresnių srovių srityje. Charakteristika OA gauta esant katodo temperatūrai T_1 , OB — T_2 ir OC — T_3 ; $T_1 < T_2 < T_3$.



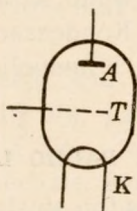
203 pav.

Diode anodinė srovė bėga tikrai viena kryptimi — nuo anodo prie katodo. Todėl diodai paprastai naudojami kintamajai elektros srovei lyginti. Aukštos įtampos ir didesnio galingumo diodai vadinami *kenotronais*.

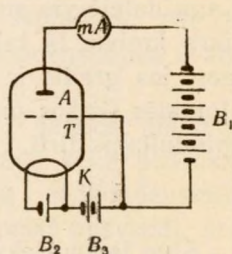
Vėliau elektroninėje radijo lempos tarp anodo *A* ir katodo *K* buvo įvestas trečias elektrodas — *tinklelis T* (205 pav.). Suteikus



204 pav.



205 pav.



206 pav.

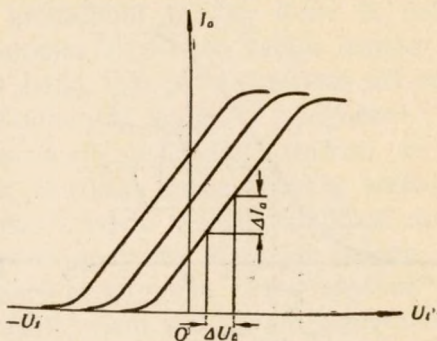
tinkleliui neigiamą įtampą katodo atžvilgiu, katodo emituoti tieji lėtesnieji elektronai nebepajėgia pasiekti anodo. Jie sulaikomi tinklelio neigiamos įtampos. Anodinė srovė susilpnėja. Ir atvirkščiai, kai tinkleliui suteikiama teigiama įtampa, anodinė srovė sustiprėja. Trijų elektrodų radijo lempa vadinama *triodu*, o jos tinklelis — *valdomuoju tinkleliu*.

Triodinės radijo lempos ypatybės nusako jos charakteristika: ji grafiškai pavaizduoja radijo lempos anodinės srovės priklausomybę nuo tinklelio įtampos. Ši priklausomybė susekama tokiu būdu. Sujunkime 206 pav. nurodytą schemą. Įtampai tarp anodo *A* ir katodo *K* sudaryti prijungiamo anodinė baterija *B₁*. Katodas kaitinamas elektra, leidžiant pro jį iš baterijos *B₂* elektros srovę. Tinklelio *T* įtampai sudaryti tarp jo ir katodo įjungiamo tinklelio baterija *B₃*. Tinklelio įtampą galima keisti.

Suteikus tinkleliui pakankamai didelę, katodo atžvilgiu neigiamą, įtampą, nė vienas elektronas nebepajėgia nulėkti iki anodo. Šiuo atveju anodinė srovė lygi nuliui, $I_a = 0$. Mažinant tinklelio neigiamąją įtampą, jau, esant tam tikrai neigiamai įtampai, pradeda bėgti anodinė srovė, nes priklausomai nuo tinklelio struktūros, esant ir neigiamai jo įtampai, mažiau arba daugiau elektrinių jėgų linijų pajėgia praeiti tinklelio tarpelius ir pasiekia katodą. Tokių jėgų linijų skaičius didėja, didėjant ano-

do įtampai; vis didesnis elektronų skaičius prasiskverbia į anodą. Šis reiškinys vadinamas *pralaidumu*.

Tinklelio neigiamą įtampą mažinant, anodinė srovė iš pradžių lėčiau, vėliau staigiau stiprėja, kol pagaliau pasiekia didžiausią stiprumą, kuris toliau jau nebesikeičia, keičiant tinklelio įtampą. Pasiekiamo prisotinimą. Anodinės srovės I_a priklausomybę nuo tinklelio įtampos U_t pavaizduoja charakteristikos $I_a = f(U_t)$ (207 pav.). Keičiant anodinę įtampą, kreivės pasistumia į vieną arba į kitą pusę, bet jų išvaizda nepakinta. Radijo



207 pav.

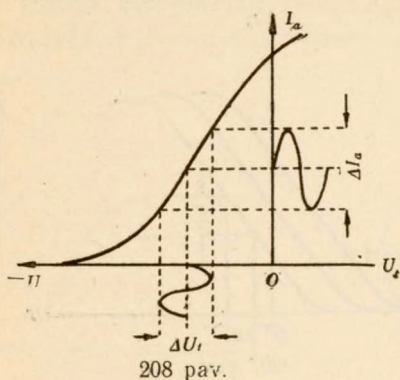
lempai yra būdingas jos *charakteristikos statusas*, išreiškiamas anodinės srovės pokyčio ΔI_a ir tinklelio įtampos pokyčio ΔU_t santykiu $\frac{\Delta I_a}{\Delta U_t}$.

Dabar radiotechnikoje plačiai naudojamos kelių tinklelių radijo lempos, pvz., tetrodai, turintieji 2, pentodai — 3 tinklelius; įvedant didesnį tinklelių skaičių pavyko pašalinti kai kuriuos radijo lempų trūkumus, pvz., sumažinti pačios lempos talpumo įtaką jos veikimui, dinatroninį efektą ir kt.

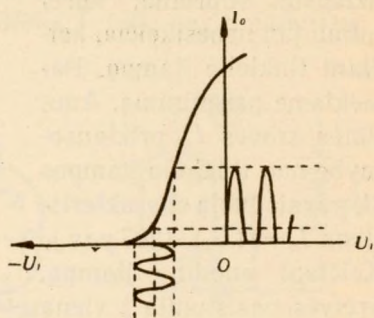
Radijo lempos naudojamos stiprinimui ir lyginimui. Stiprinant radijo lempos anodinė ir tinklelio įtampos U_a ir U_t taip parenkamos, kad U_t būtų neigiamų įtampų srityje ir atitiktų maždaug staigiausios ir tiesinės lempos charakteristikos dalies vidurį. Prie šios tinklelio įtampos U_t prisideda stiprinamų moduluotų virpesių įtampos kitimai ΔU_t (208 pav.). Tada tinklelio įtampa keičiasi ir jos kitimų amplitudė yra proporcinga stiprinamųjų virpesių įtampos kitimams ΔU_t . Tinklelio įtampai kintant, kinta ir anodinė srovė I_a , jos kitimai ΔI_a yra daug kartų stipresni už silpnus tinklelio įtampos svyravimus ΔU_t , sukeliančius stiprinamuosius svyravimus. Tokiu pat būdu galima toliau stiprinti ir gautuosius anodinės srovės kitimus ΔI_a .

Virpesiams lyginti naudojami įvairūs būdai. Čia paminėsi-me stiprinimo-lyginimo būdą. Šiuo atveju tinklelio įtampa taip parenkama, kad ji atitiktų apatinį charakteristikos įlenkimą.

(209 pav.). Išlyginta virpesių kintamoji įtampa sudedama su tinklelio įtampa, ir pastaroji keičiasi išlyginamųjų virpesių dažnumu ir amplitude. Šiuo atveju anodinė srovė I_a taip pat kinta išlyginamųjų virpesių dažnumu. Tačiau anodinės srovės kitimas

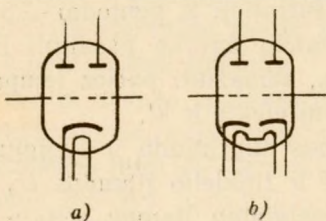


208 pav.

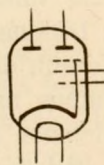


209 pav.

ΔI_a šį kartą nėra proporcingas tinklelio įtampos kitimui ΔU_g , bet teigiamąsias tinklelio įtampos amplitudes atitinka didesni anodinės srovės kitimai, kaip neigiamąsias amplitudes. Taigi anodinė srovė kinta daugiau arba mažiau vienpusiškai. Tuomet



210 pav.



211 pav.

vieno moduluoto virpesio anodinės srovės vidutinė reikšmė pasikeičia vienpusiškai. Tokiu būdu, elektriniai virpesiai būna išlyginti, o be to, kaip ir vien stiprinimo atveju, ir sustiprinti. Taip išlygintus virpesius galime stiprinti minėtuojų būdu. Jie jau lieka išlyginti.

Radio lempų skaičiui sumažinti, radio įrenginiuose plačiai naudojamos sudėtingos radio lempos. Tokių lempų viename indelyje sutalpinti kelių radio lempų elektrodai. Pvz., 210 pav. parodytos dvigubo triodo su bendru (a) ir atskirais katodais (b), o 211 pav.— diodo ir pentodo schemas.

Jau kalbėjome, kad šiuo metu kintamąją srovę lyginančias radijo lempas sėkmingai pradeda pakeisti puslaidininkių (germaniniai ir siliciniai) diodai (§ 94). Pastaraisiais metais pradėta gaminti ir puslaidininkių kristaliniai triodai, kurie iš dalies pakeičia elektronines vakuumines stiprinimo radijo lempas. Jų veikimas, kaip ir kristalinių diodų, taip pat aiškinamas užtveriamojo sluoksnio dviejų puslaidininkių kontakte ypatybėmis.

Pastaruoju metu užtveriamieji sluoksniai sudaromi ne tik dviejų atitinkamų ypatybių skirtingų puslaidininkių kontakte, bet ir to paties puslaidininkio kristalo viduje, suteikiant atskiroms kristalo dalims reikiamas ypatybes. Kaip jau sakytą, užtveriamieji sluoksniai susidaro elektroninio (n) ir skylinio (p) laidumo puslaidininkių kontakte, esant tam tikram kontaktiniam potencialų skirtumui. To paties kristalo atskirose dalyse skirtingam laidumo būdai gauti kristalizacijos eigoje įnešame (tempdami kristalą iš lydinio) atitinkamas, pradžioje vienokias, o vėliau kitokias priemaišas, arba sukeliame tų priemaišų difuziją nuo paviršiaus kristalo vidun. Vieno ir to paties kristalo skirtingo laidumo būdo dalių kontaktą vadiname n - p perėjimu. Užtveriamieji sluoksniai, arba n - p perėjimai, to paties puslaidininkio viduje pasižymi geresnėmis ypatybėmis, kaip tokie sluoksniai dviejų skirtingų puslaidininkių riboje. Galima parinkti tinkamesnių ypatybių puslaidininkius ir griežčiau keisti užtveriamojo sluoksnio ypatybes. Tada išnyksta papildoma varža kontakte kuri susidaro dėl skirtingų puslaidininkių tik dalinio lietimosi. Vidinių n - p perėjimų užtveriamųjų sluoksnių lyginimo ypatybės žymiai pagerėjo, padidėjo našumo koeficientas nuo 70% iki 98%, diapazonas išplito iki milimetrinių bangų ir pan. Tačiau svarbiausia — vidinius n - p perėjimus galima panaudoti ne tik lyginimui, bet radijo bangų generacijai ir jų stiprinimui.

n - p perėjimų ypatybes nusako vadinamieji *nepagrindiniai srovės nešėjai*. Elektroninio laidumo puslaidininkyje, be pagrindinių srovės nešėjų — laisvųjų elektronų, gali būti šiek tiek ir nepagrindinių — laisvųjų skylių, o skyliniame — šalia laisvųjų skylių bus ir laisvųjų elektronų. Liečiantis skirtingo laidumo būdo puslaidininkiams ir esant pusiausvyrai, jų cheminiai (Fermio) potencialai turi išsilyginti. Jie išsilygina, pereinant per n - p ribą elektronams į skylinę, o skylėms — į elektroninę

puslaidininkio dalį. Likę priemaišiniai jonai skylinėje dalyje sudaro neigiamą, o elektroninėje dalyje — teigiamą tūrinius krūvius. Todėl susidaro tam tikro dydžio kontaktinis potencialų skirtumas, kuris nebeleidžia pereiti pagrindiniams srovės nešėjams iš vienos dalies į kitą.

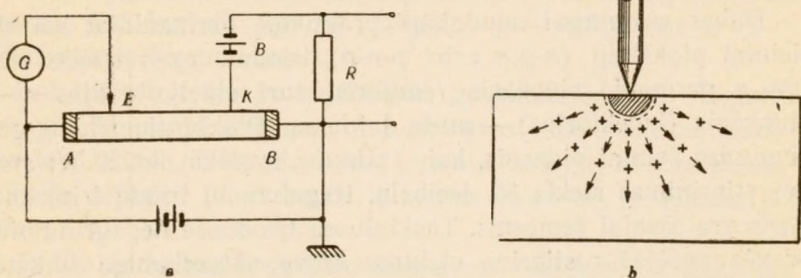
Pagrindinių srovės nešėjų koncentracija abiejose dalyse yra didelė, palyginus su nepagrindinių, todėl per pereinamąjį sluoksnį turi vykti pagrindinių srovės nešėjų difuzija. Pusiausvyroje srovės nešėjų difuzijos srautas atsveriamas sukkelto kontaktinio potencialų skirtumo elektrinio lauko ir nukreipto priešinga kryptimi nešėjų srauto.

Prijungus išorinę įtampą, ji kris pereinamajame sluoksnyje, ir pusiausvyrą suirs, pradės bėgti elektros srovė. Kai išorinis elektrinis laukas yra tos pačios krypties, kaip ir kontaktinio potencialų skirtumo, tai tikimybė pereiti pagrindiniams srovės nešėjams (elektronams iš n dalies į p , o skylėms iš p dalies į n) mažėja. Elektros srovę sąlygoja nepagrindiniai srovės nešėjai, kuriuos pereiti n - p ribą skatina ne tik kontaktinio potencialų skirtumo, bet ir išorinės įtampos elektrinis laukas. Taigi užtveriamos linkmės elektros srovė bus tuo stipresnė, kuo nepagrindinių srovės nešėjų koncentracija bus didesnė, o pagrindinių — mažesnė, ir ji beveik nepriklausys nuo išorinės įtampos. Kol elektrinis laukas silpnas, svarbiausią vaidmenį vaidina srovės nešėjų koncentracijos gradientas, bet stipriuose (nuo 1000 V/cm) laukuose dėl stipraus lauko efekto elektros srovės stiprumas pradeda didėti eksponentiškai.

Nepagrindiniais srovės nešėjais pagrįstas ir kristalinių puslaidininkinių triodų (tranzistorių) veikimas. Laidžia linkme juose srovės stiprumas jau nuo šimtųjų volto dalių pradeda stiprėti eksponentiškai. Kad suprastume triodų veikimą panagrinėkime vadinamojo siūlinio triodo veikimą. Pastarąjį sudaro plonas germanio monokristalas (212 pav., a). Elektrodai A ir B , prie kurių prijungta siurbianti įtampa, praktiškai neturi lyginimo ypatybių. Taškinių emitterio E ir kolektoriaus K kontaktų srityje sudaryti gerai suformuoti užtveriamieji sluoksniai, atlaikantieji aukštą atbulinę įtampą. Vadinasi, jų lietimosi srityje turime p - n perėjimus.

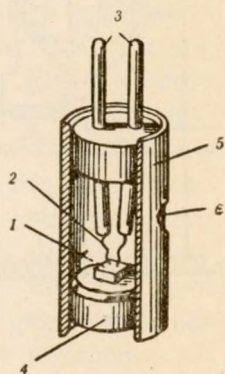
Kolektoriaus grandinėn įjungiamo bateriją B neigiamai postūmio įtampai sudaryti ir didelę apkrovimo varžą R , o emitterio grandinėn — stačiakampių impulsų generatorių G . Sutei-

kus emiteriui impulsą užtvėriamojo sluoksnio pralaidžia kryptimi, iš emiterio kontaktinės srities germanio p — sluoksnio, veikiant impulsiniam laukui, skylės įsiskverbia į pagrindinę n — germanio sritį (212 pav., *b*). Šį procesą vadiname nepagrindinių srovės nešėjų *injekcija*. Šie nepagrindiniai nešėjai pasižymi ilga



212 pav.

(iki 1000 μ s) gyvavimo trukme. Per tą laiką skylės veikiamos siurbiamojo elektrinio lauko, spėja pasiekti kolektorių. Tik difuzijos būdu jos prabėga kelią iki 1 mm, tuo tarpu nuotolis tarp emiterio ir kolektoriaus tesiekia dešimtąsias ir šimtąsias milimetro dalis. Patekusios į kolektoriaus sritį, skylės įtraukiamos kolektoriun, kuris turi neigiamą įtampą. Pereidamos esantį prie kolektoriaus sluoksnį n - p , jos padidina to sluoksnio laidumą; pastarasis dar daugiau padidėja, bėgant iš kolektoriaus papildomam elektronų srautui, kuris kompensuoja susidariusį n - p sluoksnyje skylių tūrinį krūvį. Taigi skylių injekcija iš emiterio žymiai sumažina p - n sluoksnio varžą prie kolektoriaus. Tada pasikeičia įtampos kritimas kolektoriaus grandinėje. Didžiausia jos dalis krinta apkrovimo varžoje R . Tokiu būdu sustiprėja emiterio signalo įtampa bei galingumas. Panašiai galima sustiprinti ir harmoningą signalą. Šiuo atveju emiterio grandinėn be stiprinamos sinusinės įtampos įjungiamo tam tikra nuolatinė įtampa, kuri leidžia parinkti tinkamiausią darbo tašką. 213 pav. parodyta taškinio triodo sandara: (1) — kristalas, (2) — emiteris, greta jo kolektorius, (3) — įvadai, (4) — padėklas, (5) — apvalkalas.



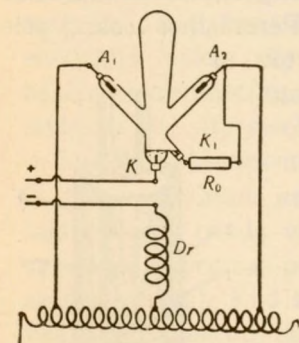
213 pav.

Taškiniai germaniniai bei siliciniai stiprintuvai, turėdami mažą talpumą, gerai stiprina srovės iki 10^7 Hz, o specialūs 4 elektrodų — net iki $3 \cdot 10^8$ Hz. Įtampos ir galingumo stiprinimo koeficientas siekia 50—60 decibelų, o srovės 8—10 kartų. Tačiau taškiniai stiprintuvai turi mažą galingumą ir aukšto lygio triukšmus.

Dabar sėkmingai naudojami praktikoje germaniniai bei siliciniai plokštieji (*n-p-n* arba *p-n-p*) triodai. *n-p-n* triode vienas *n* germanio sluoksnis (emiteris) turi didelį, o kitas *n* — sluoksnis (kolektorius) — mažą laidumą. Plokščiųjų triodų galingumas žymiai didesnis, kaip taškinių, ir siekia iki 20 W; srovės stiprinimas siekia 50 decibelų. Pagaliau tų triodų triukšmų lygis yra žymiai žemesnis. Taškiniuose trioduose nepagrindiniai srovės nešėjai sustiprina elektros srovę užtvėriamąja linkme, o plokštieji ją stiprina abiem linkmėm.

§ 105. JONINIAI PRIETAISAI

Dujų užpildytas diodas su dviem šaltais elektrodais nepašyžimi asimetriniu (viena kryptim didesniu) laidumu, nes, kai elektrodai yra beveik vienodo dydžio ir turi panašią formą, jie yra lygiaverčiai. Sudarę tarp jų tiek didelę įtampą, kad galėtų vykti smūginė jonizacija, išorinėje grandinės dalyje elektros srovė bėgs abiem kryptim. Tokiam prietaisui bet kuris šių elektrodų gali būti anodu arba katodu.



214 pav.

Kad toks prietaisas įgautų asimetrinį laidumą, reikia elektrodus padaryti nelygiaverčiais jonizacijos proceso atžvilgiu. Dabar tai atliekama dvejopai: vienuose prietaisuose (gyvsidabrinuose lygintuvuose, ignitronuose ir kt.) katodu imamas skystas metalas (gyvsidabris), ir tarp jo ir šalto anodo sudaromas lankinis išsielektrinimas; kituose (gazotronuose, tiratronuose ir kt.) naudojamas oksidinis termoemisinis katodas.

1. *Gyvsidabrinis lygintuvas*. 214 pav. pavaizduota gyvsidabrinio lygintuvo lempa. Ją sudaro stiklinis arba metalinis indas, kuriame išrelinamas oras iki 10^{-6} mm Hg. Indo apatinėje dalyje

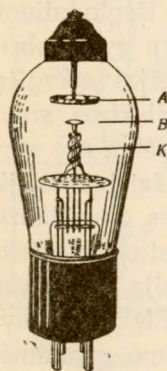
yra gyvsidabrinis katodas K . Indo šoninėse atšakose patalpinti angliniai anodai A_1 ir A_2 . Prie katodo apatinėje atšakoje esantis gyvsidabrinis elektrodas K_1 paskirtas uždegti lankui. Tas elektrodas tesusisiečia su katodu, tik pakreipus indą: katodo gyvsidabris nubėga į atšaką ir sujungia uždegimo grandinę. Gyvsidabrinio lygintuvo indas dažniausiai turi du anodus (dvifaziuose), bet kartais esti jų daugiau (3 — trifaziuose ir 6 — šešiafaziuose lygintuvuose).

Kol lygintuvo lempa neuždegta, gyvsidabrio garų slėgimas joje yra žemas ir priklauso nuo aplinkos temperatūros. Sudarius tarp anodo ir katodo įtampą, srovė nebėga, nes tarpelektrodinėje ertmėje labai maža laisvųjų elektronų, o jonizacijos nėra.

Dabar uždekime lygintuvo lempą, pakreipdami ją tiek, kad katodo gyvsidabrio srovelė susiliestų su pagalbinio elektrodo gyvsidabriu. Sujungus gyvsidabrinį tiltelį, uždegimo grandinėje bėga stipri elektros srovė. Nutraukiant tiltelį, tarp artimų gyvsidabrio lašų, net esant žemai uždegimo įtampai, susidaro stiprus elektrinis laukas, kuris sukelia iš gyvsidabrio paviršiaus šaltąją elektronų emisiją (§ 96). Ši sukelia jonizacinius procesus, kurie vėliau išsivysto į lankinį išsielektrinimą tarp katodo K ir pagalbinio elektrodo K_1 . Šaltosios emisijos išspinduliuoti elektronai, pagreitinti stipraus elektrinio lauko tarp gyvsidabrio lašų, įgauna energiją, žymiai didesnę už jonizacijos energiją, ir sukelia stiprią gyvsidabrio garų jonizaciją. Elektros srovė uždegimo grandinėje sąlygojama daugiausia elektronų, nes sunkūs jonai žymiai mažiau tepagreitėja. Būdami mažai judrūs, jie vaidina nežymų vaidmenį laidume ir, susitelkę ties gyvsidabrio paviršium, ploname garų sluoksnyje sukuria labai stiprų elektrinį lauką, kuris sukelia šaltąją elektroninę emisiją iš gyvsidabrio paviršiaus; tai ir palaiko elektros srovę. Elektros srovė galėtų stiprėti iki trumpo sujungimo, bet uždegimo grandinės varža mažina įtampos kritimą lanke ir apriboja jonizacijos potencialo išsivystymą. Anodui suteikus teigiamą įtampą, elektronų srautas nukrypsta į anodus ir pakeliui jonizuoja gyvsidabrio garus. Išsielektrinimas tarp katodo ir pagalbinio elektrodo išsiplečia ir į ertmę tarp katodo ir anodų. Jonizacijos procesas, prasidėjęs pagalbinio elektrodo sudarytoje jonizacijos juostoje, išsiplečia visame inde ir taip pat išsivysto į lankinį išsielektrinimą. Gyvsidabrio garų temperatūra ir slėgimas pakyla. Katodo

paviršiaus srityje, kur prasideda lankinio išsielektravimo stulpas, susidaro ryškiai šviečianti ir paviršiuje bėgiojanti dėmė. Ją vadiname *katodine dėme*. Jos temperatūra yra aukštesnė (vidutiniškai siekia 200–500°C) už vidutinę katodo temperatūrą ir staigiai krinta, einant nuo dėmės vidurio į kraštus. Šviečia ir gyvsidabrio garai inde, išspinduliuodami gausiai violetinius ir ultravioletinius spindulius. Kad lygintuvo temperatūrinės sąlygos mažiau keistųsi, indą daro didelį. Viršutinėje indo dalyje jonizacija nepasireiškia, nes čia elektrinio lauko stiprumas nedidelis. Šioje lygintuvo indo dalyje gyvsidabrio garai susikondensuoja ir nuteka į katodinę dalį. Didesnio galingumo gyvsidabriniai lygintuvai vėsinami oro srovės. Esant inde teigiamiesiems jonams ir elektronams, lauko stiprumas didesnėje indo dalyje yra nežymus ir įtampos kritimas lygintuve apsiriboja beveik išimtinai katodiniu kritimu ir lygus 20–30 V. Išlyginta elektros srovė bėga nuo anodų prie katodo. Priešingos krypties elektros srovė tūkstančius kartų silpnesnė už pagrindinę, nes šalti angliniai elektrodai neemituoja elektronų.

Per daug padidinus įtampą, anodai (daužomi jonų) gali perkaisti (bėgant srovei užtveriamąją kryptimi). Termoelektroninė emisija iš anodų gali sukelti elektros srovę tiesiogiai tarp anodų. Toks „atbulinis“ uždegimas labai staigiai sustiprina elektros srovę ir darosi pavojingas įrenginiams.



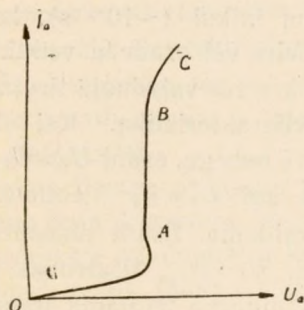
215 pav.

Gyvsidabriniai lygintuvai naudojami žemų įtampų kintamosioms elektros srovėms lyginti ir stiprioms nuolatinėms srovėms gauti.

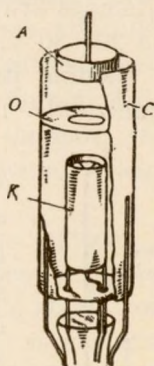
2. *Gazotronas*. Gyvsidabrio garų bei argono užpildytos lyginimo radijo lempos (diodai) vadinamos gazotronais. Kadangi gazotronas turi kaitinamą katodą, jis, kaip ir radijo lygintuvas, gali veikti ir bėgant mažoms srovėms. Gazotrono katodui kaitinti reikia nemažo galingumo. Todėl katodo aplinkoje temperatūra pakyla ir gyvsidabrio garai darosi perkaitinti. Tai pasunkina gazotrono atbulinį uždegimą.

Be anodo A ir katodo K (215 pav.) gazotrone prieš anodą pastatoma apsauginė plokštelė B, kuri neleidžia daužyti katodo teigiamiesiems jonams, o anodo — katodą dengiančio oksidinio sluoksnio emituojamiems elektronams, nes tai galėtų sukelti

atbulinį uždegimą. Kad oksidinis sluoksnis neišgaruotų, nereikia katodo perkaitinti. Tačiau silpnas katodo kaitinimas taip pat yra kenksmingas. Šiuo atveju elektroninio srauto tankis sumažėja, ir gyvsidabrio jonai, nespėję rekombinuoti, daužydami katodą gali sunaikinti oksidinį sluoksnį. Gazotronai yra ekonomiškesni už tokio pat galingumo kenotronus. Gazotrono ypatybės apibūdina jo voltamperinė charakteristika (anodinės srovės stiprumo I_a priklausomybės nuo įtampos U_a tarp anodo



216 pav.



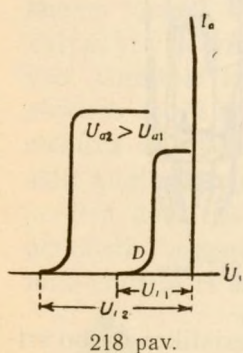
217 pav.

ir katodo kreivė; 216 pav.). Gazotrono charakteristikos darbo sritis yra beveik stačioji kreivės dalis AB , kur įtampos kritimas beveik nepriklauso nuo anodinės srovės stiprumo. Kylanti kreivės dalis BC atitinka žemos įtampos lanko vystymosi į lankinį išsielektrtinimo procesą. Naudoti gazotroną šioje charakteristikos srityje negalima, nes lankinis išsielektrtinimas sunaikina katodo oksidinį sluoksnį, ir gazotronas sugenda.

3. *Tiratronas*. Gyvsidabrio garais arba argonu užpildytas triodas vadinamas tiratronu. Jo sandara pavaizduota 217 pav. Kaitinamas katodas K ir anodas A apsupti metalinio cilindro C . Jo viduje įtaisytas metalinis skritulys O su angele; pastarasis vadinamas *tinkleliu*. Jis valdo srovę tiratrone.

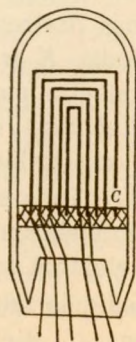
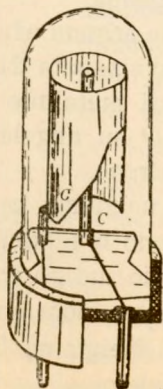
Tarkime, kad tinklelis turi pastovią neigiamą katodo atžvilgiu įtampą U_t . Tada susidaręs tarp katodo ir tinklelio elektrinis laukas stabdo elektronus, kurie arti katodo sudaro erdvinį krūvį; šiuo atveju elektros srovė tiratrone nebėga, nors anodas turėtų tam tikrą nedidelę teigiamą įtampą U_a . Neigiamą U_t mažinant arba teigiamą U_a didinant, tinklelio stabdomoji galia silpnėja,

elektronai įgauna didesnę energiją ir, slinkdami anodo link, pradeda jonizuoti dujas. Teigiamieji jonai iš dalies kompensuoja erdvinį krūvį, iš dalies slenka tinklelio link; čia vyksta dvejopas reiškinys: a) pradeda bėgti tam tikra tinklelio srovė, b) susitelkdami aplink tinklelį, jonai uždengia jo lauką. Todėl anodinė srovė sustiprėja ir tinklelio įtaka (valdymas) išnyksta. Tuomet anodinės srovės stiprumą nustato tik anodinė įtampa ir anodinės grandinės varža. Kadangi tiratrone turime abiejų ženklų srovės nešėjus, įtampos kritimas tiratrone, jam užsidegus, yra nedidelis ir tesiekia 20–30 V. Elektros srovei pertraukti tiratrone, reikia pašalinti anodinę įtampą tokiam laikui ($\sim 10^{-5}$ s), kad dujos spėtų dejonizuotis. Tuomet tinklelis vėl pradeda veikti.



218 pav. kreivės vaizduoja tiratrono voltamperinę charakteristiką. Kai $U_a = U_{a1}$, elektros srovė nebėga, esant $U_t > U_{t1}$, ir staiga padidėja, kai $U_t = U_{t1}$. Toliau elektros srovė nebevaldoma. Esant didesnei neigiamai įtampai, $U_t = U_{t2}$, tiratronas užsidega tik sudarius didesnę teigiamą įtampą $U_a = U_{a2}$.

Tiratronas naudojamas srovėms valdyti. Labai mažas tinklelio įtampos pakitimas, turint atitinkantį voltamperinės charakteristikos taško *D* režimą, sukelia labai staigų anodinės srovės pakitimą, kurios stiprumą nusako tiratrono parametrai ir išorinės grandinės varža. Taigi tiratronas yra labai jautrus mažos inercijos relė.



4. *Įtampos stabilizatorius*, arba *stabilitronas*. Be aprašytųjų joninių prietaisų, kurių veikimas pagrįstas elektriniu lanku, praktikoje naudojami taip pat dujų užpildyti joniniai prietaisai, kuriuose vyksta rusenantis išsielektrinimas (§ 61). Lempą su dviem elektrodais *C* užpildykime sumažinto slėgimo inertinėmis dujomis (219 pav.). Sudarius įtampą tarp elektrodų, iš pradžių elektros srovė nebėga, bet pasiekus uždegimo įtampą, lemposje prasideda rusenantis išsielektrinimas. Jam nusistovėjus, kritimas lemposje labai mažai nepriklauso nuo srovės stiprumo. Ir tik esant *anomaliam išsielektrinimui*, įtampos kritimas staiga pašoka. Čia rusenantis išsielektrinimas pereina į lankinį. Tokios rusenančio išsielektrinimo lempos vadinamos *įtampos stabilizatoriais*, arba *stabilitronais*, ir plačiai naudojamos elektronikoje įtampai stabilizuoti.

Uždegimo įtampa priklauso nuo daugelio faktorių, bet svarbiausia nuo dujų prigimties. Neoninėse lempose ji lygi apie 70 V.

Elektronikoje naudojami ir kelių elektrodų stabilitronai; tokie stabilitronai ne tik įtampą stabilizuoja, bet ir paskirsto ją. Jų elektrodai *C* (220 pav.) turi cilindrinį indelių, įmautų vienas į kitą, formą; kiekvieno indelio vidinis paviršius yra katodas, o išorinis — anodas. Pirmąjį katodą sudaro didžiausio diametro indelio vidinis paviršius. Stabilitronai paprastai užpildomi neonu, esant kelių milimetrų Hg slėgimui. Kartais į neoną pridedama Hg garų.

Rusenančio išsielektrinimo lempos naudojamos signalizacijos reikalam, trigerinėse sistemose, piūklinių įtampų generatoriuose ir kt.

KVAZISTACIONARINĖS ELEKTROS SROVĖS

XIII SKYRIUS

KINTAMOJI ELEKTROS SROVĖ

§ 106. KVAZISTACIONARINĖS IR NESTACIONARINĖS ELEKTROS SROVĖS

Nusakytieji § 27—31 pagrindiniai elektrodynamicos dėsniai griežtai tinka tik tais atvejais, kada elektros srovės grandinėje visam srovės bėgimo laikui nusistoja tam tikras nebekintamas įtampos pasiskirstymas. Tokias elektros sroves vadiname *stacionarinėmis srovėmis*. Ryškiausias tokių srovių pavyzdys yra nuolatinė elektros srovė. Tačiau šalia nuolatinių elektros srovių praktikoje plačiai naudojame kintamąsias elektros sroves, o fizikoje nagrinėjame kintamus elektromagnetinius reiškinius. Iškyla klausimas, ar galime ir šiems reiškiniams bei srovėms taikyti pradžioje minėtus elektrodynamicos (Omo, Kirchhofo ir kt.) dėsnius. Teoriniai samprotavimai ir eksperimentiniai tyrimai rodo, kad šių dėsnių taikymą kintamiems elektromagnetiniams reiškiniams tenka apriboti. Taikymo kriterijų galime nusakyti taip. Bet kurioje erdvės vietoje sukeltas elektromagnetinis trikdymas sklinda erdvėje apytiksliai $3 \cdot 10^{10}$ cm s⁻¹ greičiu. Sudarant praktikoje taikomose grandinėse elektrinę įtampą, ji atitinkamai pasiskirsto, taigi sklinda joje nors ir ne akimirksniu, bet per palyginti labai trumpą laiką. Ir tik labai ilgose, pvz., 300 000 kilometrų ilgio, grandinėse potencialo pasiskirstymas nusistotų per ilgesnį (mūsų pavyzdyje per 1 s) laiką, bet tokių grandinių praktikoje nenaudojame.

Apskritai, tam tikroje grandinėje kintamo elektromagnetinio būvio nusistojimo trukmę Δt galime taip išreikšti:

$$\Delta t = \frac{r}{c}, \quad (106,1)$$

kur r yra grandinės tiesinis matmuo, c — elektromagnetinių trikdymų sklaidimo greitis. Kol elektromagnetinio būvio (pvz., elekt-

rinių virpesių) kitimo periodas T yra labai didelis, palyginus su nusistojimo trukme Δt , tai bet kuriuo akimirksniu elektromagnetinis būvis bus nusistojęs, pvz., įtampa grandinėje bus visai pasiskirsčiusi, kaip ir nuolatinės pastovios srovės atveju. Tokias elektros sroves vadiname *kvazistacionarinėmis elektros srovėmis*. Kvazistacionarumo sąlyga yra

$$\Delta t \ll T \quad (106,2 \text{ a})$$

arba

$$r \ll cT. \quad (106,2 \text{ b})$$

Bet kai Δt yra maždaug toks kaip ir T , tada per kitimo periodą nebespėja nusistoti stacionarinis būvis. Turime *nestacionarius elektros srovės bei elektromagnetinius reiškinius*, ir taikyti pagrindinius elektrodinamikos dėsnius, pvz., Kirchhofo taisyklę, išsiskakojusioms elektros srovės grandinėms nebegalime. Jeigu dar aukšto dažnumo, pvz., $\nu = 10^6$ Hz, elektros srovės galime laikyti kvazistacionarinėmis, tai jau ultraaukšto dažnumo ($\nu \approx 10^8 - 10^9$ Hz) srovės nebebus tokios, nes pirmuoju atveju $cT = \frac{c}{\nu} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{10^6} = 3 \cdot 10^4$ cm, o antruoju $cT = 300 - 30$ cm. Taigi esant 1 metro grandinės ilgiui ($r = 100$ cm), antruoju atveju per periodą nebespėja susidaryti stacionarinis būvis. Tik žemesnio dažnumo kintamąsias elektros sroves galime laikyti kvazistacionarinėmis ir taikyti pagrindinius elektrodinamikos dėsnius, nustatytus nuolatinei elektros srovei, o ultraaukšto dažnumo elektros srovėms šie dėsniai nebetaikytini.

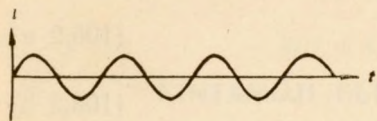
§ 107. KINTAMOJI ELEKTROS SROVĖ

Kintamosios elektros srovės stiprumas ir kryptis kinta periodiškai. Tarp įvairiausių kintamųjų elektros srovių paprasčiausia ir taisykliausia yra sinusinė kintamoji elektros srovė. Tokios elektros srovės momentinis stiprumas I kinta harmoningai. Jo kitimą nusako harmoningo judėjimo lygtis:

$$I = I_0 \cdot \sin(\omega t + \beta), \quad (107,1)$$

čia I_0 yra didžiausia elektros srovės stiprumo reikšmė, ω — kampinis (ciklinis) dažnumas; $\omega = 2\pi\nu$, kur $\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}$, β pažymi kintamosios elektros srovės fazės konstantą. Grafiškai tokia

kintamoji elektros srovė pavaizduojama sinusine kreive (221 pav.). Elektrotechnikoje dažnai vietoj elektros srovės dažnumo ν nurodomas jos kitimų skaičius, kuris parodo, kiek kartų per sekundę elektros srovės stiprumas pasidaro lygus nuliui. Kitimų skaičius yra du kartus didesnis už dažnumą. Fazės konstan-



221 pav.

tos reikšmė priklauso nuo stebėjimo laiko pradžios parinkimo. Atskirais atvejais ji gali būti lygi nuliui.

Periodiškai kintamą elektros srovę tegali sukelti tik periodiškai kintanti elektrinė įtampa. Lygties (107,1) nusakytą kintamą elektros srovę sužadina kintamoji įtampa

$$U = U_0 \cdot \sin(\omega t + \gamma), \quad (107,2)$$

čia U_0 yra didžiausia kintamosios įtamos reikšmė, γ — fazės konstanta. Apskritai, įtamos fazės konstanta γ skiriasi nuo jos sukeltos kintamosios elektros srovės fazės konstantos β . Tada kintamosios srovės stiprumo ir elektrinės įtamos fazės skiriasi dydžiu $\varphi = \beta - \gamma$, kurį vadiname *fazių skirtumu*. Apskritai, φ yra teigiamas arba neigiamas dydis ir tik atskirais atvejais jis gali būti lygus nuliui.

Kintamosios elektros srovės momentinis stiprumas I ir kintamosios įtamos momentinė reikšmė U visą laiką kinta. Todėl šiuos elektros srovės būdingus dydžius reikia taip nusakyti, kad jų reikšmės tai pačiai srovei liktų pastovios. Tuo tikslu įvedamas kintamosios elektros srovės efektyvus stiprumas I_{ef} ir efektyvi įtampa U_{ef} .

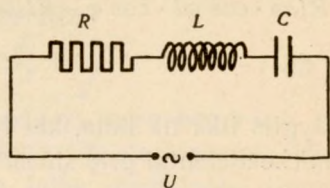
Kintamosios elektros srovės efektyviu stiprumu I_{ef} laikomas stiprumas tokios nuolatinės elektros srovės, kurios galingumas yra lygus kintamosios srovės galingumui.

Panašiai nusakoma ir efektyvi įtampa U_{ef} . Šių kintamosios elektros srovės parametrų reikšmės lieka pastovios.

§ 108. KINTAMOSIOS ELEKTROS SROVĖS GRANDINĖS VARŽA

Ijunkime į elektros srovės grandinę nuosekliai varžos R laidininką, induktyvumo L ritę ir talpumo C kondensatorių (222 pav.). Nuolatininei elektros srovei kondensatorius sudaro be galo didelę varžą. Todėl nuolatinė elektros srovė nebėga to-

kioje grandinėje. Paleidus toje grandinėje kintamą elektros srovę, periodiškai kinta kondensatoriaus plokštelių įtampa. Taigi periodiškai kinta ir jo įsielektrinimas, keičiantis grandinės įtampa. Ir jungiamuose grandinės laiduose visą laiką bėga kondensatoriaus įsielektrinimo bei išsielektrinimo srovė. Todėl kintamoji elektros srovė „praeina“ pro kondensatorių. Kintant elektrinio lauko stiprumui, kondensatoriaus dielektrike sukeliamas poslinkio elektros srovė (§ 117), kuri, galima sakyti, yra lyg ir laidumo srovės tęsinys ir sujungia laidumo elektros srovę per kondensatorių.



222 pav.

I taip sudarytą grandinę įjunkime kintamąją įtampą $U = U_0 \cdot \sin \omega t$. Tada grandinėje gausime priverstinius elektrinius svyravimus ir joje bėgs stiprumo $I = I_0 \cdot \sin(\omega t + \varphi)$ kintamoji elektros srovė, φ čia žymi kintamosios įtamos ir elektros srovės stiprumo fazių skirtumą. Grandinėje elektros srovės stiprumas visą laiką kinta, todėl joje indukuojama elektrovaros jėga — $L \frac{dI}{dt}$. Jei tuo pat momentu kondensatoriaus elektros krūvis bus q , tai tarp jo plokštelių turėsime įtampą $\frac{q}{C}$. Grandinėje įtampa pasiskirsto pagal antrąją Kirchhofo taisyklę (§ 31):

$$U_0 \cdot \sin \omega t - L \frac{dI}{dt} = IR + \frac{q}{C}. \quad (108,1)$$

Išdiferencijuokime šią lygtį pagal t :

$$U_0 \omega \cdot \cos \omega t = L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{1}{C} \frac{dq}{dt}.$$

$\frac{dq}{dt}$ išreiškia kondensatoriaus elektros krūvio q kitimą, kuris ir sukelia elektros srovę grandinėje; $\frac{dq}{dt} = I$. Tokiu būdu,

$$U_0 \omega \cdot \cos \omega t = L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{1}{C} I. \quad (108,2)$$

Šios diferencialinės lygties sprendinys yra sinusinės formos funkcija $I = I_0 \cdot \sin(\omega t + \varphi)$. Išdiferencijuoję ją, gausime:

$\frac{dI}{dt} = I_0 \omega \cdot \cos(\omega t + \varphi)$ ir $\frac{d^2 I}{dt^2} = -I_0 \omega^2 \sin(\omega t + \varphi)$. Įstatę $\frac{dI}{dt}$ ir $\frac{d^2 I}{dt^2}$ reikšmes į (108,2), turėsime:

$$U_0 \omega \cdot \cos \omega t = -L I_0 \omega^2 \sin \omega t \cdot \cos \varphi - L I_0 \omega^2 \cdot \cos \omega t \cdot \sin \varphi + \\ + R I_0 \omega \cdot \cos \omega t \cdot \cos \varphi - R I_0 \omega \cdot \sin \omega t \cdot \sin \varphi + \frac{I_0}{C} \cdot \sin \omega t \cdot \cos \varphi + \\ + \frac{I_0}{C} \cdot \cos \omega t \cdot \sin \varphi.$$

Ši lygtis tiks tik tada, kai lygties dešinės ir kairės pusių atitinkami koeficientai prie $\sin \omega t$ ir $\cos \omega t$ bus lygūs, taigi kai

$$U_0 = R I_0 \cdot \cos \varphi - L I_0 \omega \cdot \sin \varphi + \frac{I_0}{C \omega} \cdot \sin \varphi \quad (108,3)$$

ir

$$0 = -R \cdot \sin \varphi - L \omega \cdot \cos \varphi + \frac{1}{C \omega} \cdot \cos \varphi. \quad (108,4)$$

Iš pastarosios lygties gauname:

$$-\operatorname{tg} \varphi = \frac{L \omega - \frac{1}{C \omega}}{R}, \quad (108,5)$$

taigi

$$\varphi = -\operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{L \omega - \frac{1}{C \omega}}{R}. \quad (108,6)$$

Lygtį (108,3) galime ir taip parašyti:

$$U_0 = \frac{I_0 \cdot \sin \varphi}{-\left(L \omega - \frac{1}{C \omega}\right)} \left[R^2 + \left(L \omega - \frac{1}{C \omega} \right)^2 \right]. \quad (108,7)$$

Pažymėkime:

$$R^2 + \left(L \omega - \frac{1}{C \omega} \right)^2 = Z^2 \quad (108,8)$$

ir

$$L \omega - \frac{1}{C \omega} = X. \quad (108,9)$$

Tada iš lygties (108,5)

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{X}{R}, \quad \sin \varphi = -\frac{X}{Z}, \quad \cos \varphi = \frac{R}{Z}. \quad (108,10)$$

Įstatę šias reikšmes į lygtį (108,7), gausime:

$$U_0 = I_0 Z \quad (108,11)$$

ir

$$I_0 = \frac{U_0}{Z} \quad \text{arba} \quad Z = \frac{U_0}{I_0}. \quad (108,12)$$

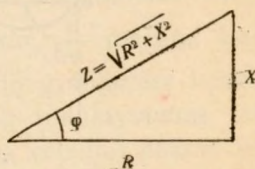
Z išreiškia kintamosios įtampos ir elektros srovės stiprumo amplitudžių (didžiausių reikšmių) santykį, taigi šių dydžių atžvilgiu jis atstoja varžą. Todėl Z vadinamas kintamosios elektros srovės grandinės varža, arba impedansu. Tokiu būdu, momentinis kintamosios elektros srovės stiprumas

$$I = \frac{U_0 \cdot \sin \omega t}{Z} \quad (108,13)$$

Reikia pasakyti, kad $I = I_0 \cdot \sin(\omega t + \varphi)$ nėra bendrasis lygties (108,2) sprendinys, bet ją tenkina tik stacionarinio būvio atveju, kuris nusistovi per trumpą laiką grandinėje, įjungus įtampą.

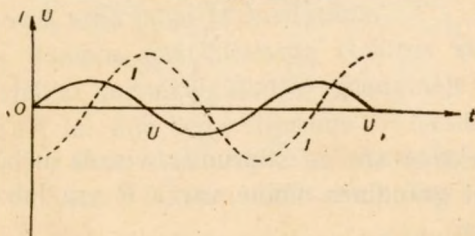
Lygtis (108,8) rodo, kad impedansas Z yra sudėtas iš dviejų dalių: aktyviosios varžos R , kuri dar vadinama omine varža,

ir dalies $\omega L - \frac{1}{C\omega}$, vadinamos reaktyvine varža. Pastaroji varžos dalis priklauso nuo kintamosios elektros srovės kampinio dažnumo ω . Abi varžos dalys sudedamos geometriškai (223 pav.): grafike Z yra stataus trikampio įstrižainė, kurio statiniai yra R ir X . Reikia pažymėti, kad kintamosios elektros srovės grandinės aktyvioji varža R ne visuomet lygi tos grandinės ominei varžai, kurią turime, kai grandine bėga nuolatinė elektros srovė. Bėgant aukštesnio dažnumo kintamajai elektros srovei, pasireiškia paviršinis efektas (§ 91), kuris padidina laidininkų varžą.



223 pav.

Reiškianti fazių skirtumą lygtis (108,5) arba (108,6) parodo, kad φ yra neigiamas, kai $\omega L > \frac{1}{C\omega}$. Šiuo atveju kintamosios elektros



224 pav.

ros srovės stiprumo I fazė yra mažesnė už įtampos U fazę, taigi elektros srovės stiprumo maksimumas vėluoja įtampos maksimumo atžvilgiu (224 pav.). Ir atvirkščiai, kai $\omega L < \frac{1}{C\omega}$, φ yra

teigiamas, elektros srovės stiprumo maksimumas užbėga pirmyn (225 pav.).

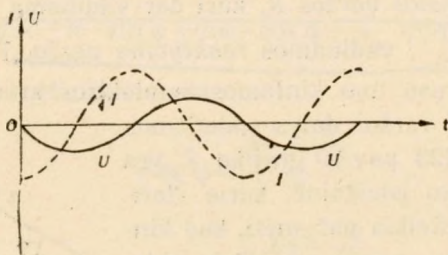
Kai kintamosios elektros srovės grandinė neturi elektrinio talpumo arba kai jos talpumas $C = \infty$, lygties (108,1) $\frac{q}{C}$ narys iškrinta. Tuo atveju

$$Z = \sqrt{R^2 + L^2 \omega^2} \quad (108,14)$$

ir

$$X = \omega L.$$

Šiuo atveju φ visą laiką yra neigiamas, taigi elektros srovės stiprumo maksimumas vėluoja įtampos maksimumo atžvilgiu.



225 pav.

Kai kintamosios elektros srovės grandinės induktyvumas $L=0$, tai

$$Z = \sqrt{R^2 + \frac{1}{C^2 \omega^2}} \quad (108,15)$$

ir

$$X = \frac{1}{C \omega},$$

o

$$\varphi = + \arctg \frac{1}{\omega R C}. \quad (108,16)$$

Šiuo atveju elektros srovės stiprumas visada užbėga pirmyn. Ir pagaliau, kai grandinės ominė varža R yra labai maža, tai imant apytiksliai

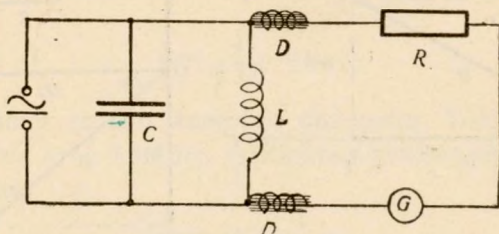
$$Z = X \approx \omega L - \frac{1}{C \omega} \quad (108,17)$$

ir (108,10)

$$\varphi = \pm \frac{\pi}{2}. \quad (108,18)$$

Kai $\omega L > \frac{1}{C\omega}$, elektros srovės stiprumas atsilieka periodo ketvirtadaliu nuo įtampos, o kai $\omega L < \frac{1}{C\omega}$, užbėga periodo ketvirtadaliu pirmyn.

Kintamosios elektros srovės grandinės varža, arba impedansas, priklauso ir nuo elektros srovės kampinio dažnumo ω (108,8).

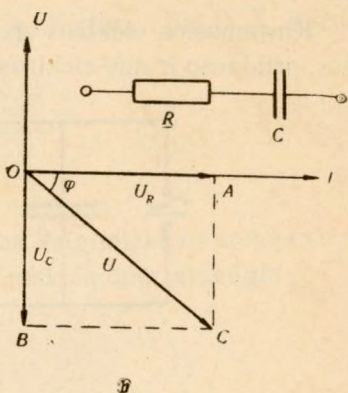
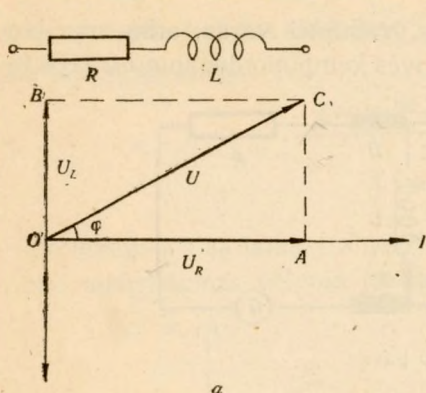


226 pav.

Dažnumui augant, *induktyvinė varža*, arba *induktansas*, $L\omega$ didėja, o *talpuminė varža*, arba *konduktansas*, $\frac{1}{C\omega}$ mažėja. Labai aukšto dažnumo kintamųjų elektros srovių grandinėse kondensatorius tolygus trumpam sujungimui, o induktyvumas labai padidina grandinės varžą. Šiuo indukcijos veikimu dažnai naudojamosi, kintamajai elektros srovei sulaikyti arba neleisti jai pereiti į prijungtą nuolatinės elektros srovės grandinę. Šiam tikslui įjungiami droseliai. Tai yra didelio induktyvumo ir mažos ominės varžos ritės, kurias sudaro užvyniota ant geležinės šerdies viela. Droseliai D jungiami į nuolatinės elektros srovės grandinės šakas (226 pav.). Droselių inductansas $L\omega$ yra didelis, todėl jie visai nepraleidžia aukštesnio dažnumo kintamosios elektros srovės arba labai ją susilpnina.

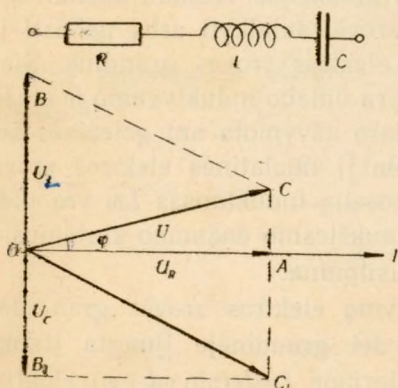
Išorinės įtampos pasiskirstymą elektros srovės grandinėje galime grafiškai pavaizduoti. Jei grandinėje įjungta įtampa $U = U_0 \cdot \sin \omega t$, tai joje bėga stiprumo $I = I_0(\sin \omega t + \varphi)$ elektros srovė, čia φ yra fazių skirtumas. Stačiakampių koordinatinių sistemos x ašį laikykime I ašimi (227 pav.). Tada įtampos kritimą $U_R = IR$ grandinės ominėje varžoje vaizduoja vektorius $\vec{OA}$: $|\vec{OA}| = I_0 R \cdot \sin(\omega t + \varphi)$. Jei grandinė pasižymi tik omine (R) ir induktyvine (ωL) varža, tai įtampos kritimas induktyvinėje varžoje U_L bus lygus: $U_L = I_0 \omega L \cdot \sin\left(\omega t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right)$, nes fazių skir-

tumas tarp elektros srovės stiprumo ir įtampos fazių induktanse yra lygus $-\frac{\pi}{2}$ ir srovės fazė atsilieka. U_L vaizduoja vektorius $\vec{OB}$ (227 pav., a). Jei grandinėje turime tik ominę (R) ir talpu-



227 pav.

minę ($\frac{1}{\omega C}$) varžas, tai talpuminėje varžoje įtampos kritimas $U_C = I_0 \frac{1}{\omega C} \cdot \sin\left(\omega t + \varphi - \frac{\pi}{2}\right)$, nes įtampos fazė šiuo atveju atsilieka



228 pav.

kampu $\frac{\pi}{2}$. Ją vaizduoja vektorius $\vec{OB}$ (227 pav., b). Kai grandinėje yra varžos R , ωL ir $\frac{1}{\omega C}$, tai įtampos kritimai jose bus pavaizduoti vektoriais $\vec{OA}$, $\vec{OB}$ ir $\vec{OB}_1$ (228 pav.). Visais trimis atvejais grandinės įtampą $U = U_0 \cdot \sin \omega t$ vaizduoja atstojamasis vektorius $\vec{OC}$.

Apskritai, visa grandinės įtampa U yra lygi U_R , U_L ir U_C sumai:

$$U = U_0 \cdot \sin \omega t = U_R + U_L + U_C = I_0 R \cdot \sin(\omega t + \varphi) + I_0 L \omega \cdot \sin\left(\omega t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right) + I_0 \frac{1}{\omega C} \sin\left(\omega t + \varphi - \frac{\pi}{2}\right). \quad (108,19)$$

§ 109. ELEKTRINIS REZONANSAS

1. *Srovės rezonansas.* Apskritai, kintamosios elektros srovės grandinė turi ir aktyviąją R , ir reaktyvinę $X = \omega L - \frac{1}{C\omega}$ varžą. Kai grandinės varža R yra pastovi, tai visa grandinės varža, arba jos impedansas, bus mažiausia, kai $\omega L - \frac{1}{C\omega} = 0$. Šiuo atveju

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0.$$

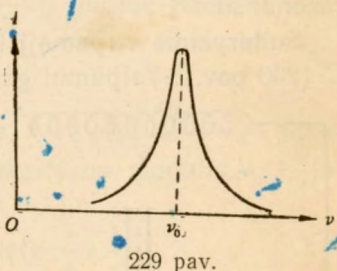
ω_0 yra grandinės *savasis kampinis dažnumas*. Tačiau $\omega_0 = 2\pi\nu_0$, taigi grandinės arba kontūro (sistemos) savasis tiesinis svyravimų dažnumas

$$\nu = \nu_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (109,1)$$

ir jų periodas

$$T_0 = \frac{1}{\nu_0} = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (109,2)$$

Tokioje grandinėje $I_0 = \frac{U_0}{R}$ turi didžiausią reikšmę. Tokį atvejį vadiname *srovės elektriniu rezonansu*. Įjungę į grandinę kintamo talpumo kondensatorių bei kintamo induktyvumo ritę, talpumą ir induktyvumą, taigi ir ω_0 bei ν_0 galime parinkti tokius, kad grandinėje turėtume srovės rezonansą. Tada srovės stiprumas grandinėje bus didžiausias. 229 pav. kreivė vaizduoja grandinės elektros srovės stiprumo priklausomybę nuo jos dažnumo. Ją vadiname *rezonansine kreive*. Šiuo būdu, pvz., deriname kontūrus radijo aparatuose. Kai ominė grandinės varža R maža, tai rezonanso atveju elektros srovė gali tiek sustiprėti, kad gali sudeginti visus įrenginius. Tokiais atvejais rezonansas pasidaro pavojingu reiškiniu.



2. *Įtampų rezonansas.* Keičiant dažnumą ω , kartu kinta elektros srovės stiprumas grandinėje ir atskirų grandinės dalių įtampa. Visos grandinės įtampa (108,19)

$$\begin{aligned} U &= U_0 \sin \omega t = U_R + U_L + U_C = \\ &= RI_0 \cdot \sin(\omega t + \varphi) + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right) I_0 \sin \left(\omega t + \varphi + \frac{\pi}{2} \right). \end{aligned} \quad (109,3)$$

Esant rezonansui, $\omega = \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$ ir $\varphi = 0$, o tada lygtis (109,3) virsta tokia:

$$U = U_0 \sin \omega t = RI_0 \cdot \sin \omega t,$$

taigi visas įtampos kritimas grandinėje yra lygus įtampos kritimui ominės varžos galuose. Įtampų U_L ir U_C amplitudė pasiekia didžiausias reikšmes:

$$U_{0L} = L\omega_0 I_0 = \frac{U_0}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

ir

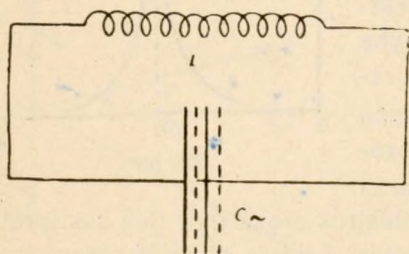
$$U_{0C} = \frac{1}{C\omega_0} I_0 = \frac{U_0}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Tačiau U_L ir U_C turi skirtingus ženklus, todėl jų suma lygi nuliui.

Šis reiškiny vadinamas įtampų rezonansu.

3. *Parametrinis rezonansas.* Srovių bei įtampų rezonansą gauname, veikdami virpamąjį kontūrą periodine elektros jėga. Panašų rezonansinį reiškinį galime sužadinti, veikdami sistemą ir kitais kuriais periodiniais veiksniais, pvz., periodiškai keisdami virpamojo kontūro parametrus (talpumą, induktyvumą arba kitus). Šios rūšies rezonansą vadiname parametriniu rezonansu.

Sudarykime virpamąjį kontūrą iš induktyvumo L ir talpumo C (230 pav.). Talpumui gauti į kontūrą įjungiamo plokščią kon-



230 pav.

densatorių su viena judama plokšte, kurią galime periodiškai artinti bei tolinti nuo antrosios plokštelės. Tarkime, kad kontūre atsitiktinai kilo virpesiai; suartinkime kondensatoriaus plokšteles tuo momentu, kada kondensa-

toriuje elektros krūvio nėra. Šiuo atveju jokio darbo nenudirbime. Praėjus $\frac{1}{4}$ periodo kondensatoriuje bus didžiausias elektros krūvis. Jei tuo momentu nutolinysime plokšteles viena nuo kitos, tai atliksime darbą, nugalėdami traukos jėgą tarp plokštelių (§ 13), kondensatoriaus talpumas sumažės ir įtampa pa-

kils ir sustiprins virpesius. Kai vėl po $\frac{1}{4}$ periodo plokšteles suartinsime, kontūro energija nepakis, nes kondensatoriuje nebus elektros krūvio. Praėjus $\frac{1}{4}$ periodo, nutolindami plokšteles vėl suteiksime kontūrai tam tikrą energijos kiekį ir t. t. Taigi keisdami kontūro talpumą periodiškai du kartus didesniu dažnumu už jo savąjį dažnumą, kontūre vis stiprinsime elektrinius virpesius, kol bus pramuštas kondensatorius.

Elektrinį parametrinį rezonansą pirmieji sužadino Mandelštamai ir Papaleksis 1933 m. Tam tikslui jie padarė parametrinę talpumo mašiną, kurią sudarė besisukantis plokščias kondensatorius iš dviejų plokštelių su radialinėmis išpiovomis. Viena plokštelė buvo nejudama, o kitą suko elektros variklis. Tokios mašinos įtampa pakildavo iki tūkstančių voltų. Parametrinis rezonansas naudojamas kintamosioms elektros srovėms gauti.

§ 110. SIMBOLINIS METODAS. VEKTORINĖS DIAGRAMOS

Kintamosios elektros srovės įtampai bei stiprumui grandinėse skaičiuoti labai dažnai naudojame simbolinį metodą. Šiuo būdu skaičiuodami, fizikinių dydžių harmoningus svyravimus išreiškiame kompleksiniais skaičiais.

Bet kurį kompleksinį skaičių $z = x + iy$ galime išreikšti eksponentine funkcija

$$z = \rho e^{i\alpha},$$

kur $e^{i\alpha} = \cos \alpha + i \cdot \sin \alpha$, $i = \sqrt{-1}$. Tada $x = \rho \cdot \cos \alpha$, $y = \rho \cdot \sin \alpha$ ir $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$; ρ yra kompleksinio skaičiaus modulis, α — jo argumentas,

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{y}{x} \text{ ir } \alpha = \arctg \frac{y}{x}.$$

Tarkime, kad α kinta taip: $\alpha = \omega t + \varphi$, tada

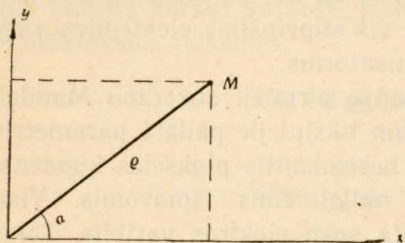
$$x = \rho \cdot \cos (\omega t + \varphi) \text{ ir } y = \rho \cdot \sin (\omega t + \varphi) \quad (110,1)$$

išreiškia du harmoningus svyravimus, kurių kampinis dažnumas yra lygus ω , amplitudė — ρ ir pradinė fazė — φ . Šiuos abu svyravimus galime išreikšti vienu kompleksiniu reiškiniu

$$z = \rho e^{i(\omega t + \varphi)} = \rho e^{i\omega t} e^{i\varphi}. \quad (110,2)$$

Šio reiškinio realioji dalis išreiškia (110,1) pirmąjį, o menamoji — antrąjį svyravimą.

Harmoningų svyravimų kompleksinis reiškimas ypač patogus tada, kai reikia sudėti kelis harmoningus svyravimus, nes kompleksinių dydžių sudėtis yra žymiai paprastesnė už trigonometrinų funkcijų sudėtį. Kai sudedamųjų harmoningų svyravimų kampinis dažnumas ω yra vienodas, atstojamajam svyravimui



231 pav.

nusakyti užtenka išreikšti jo kompleksinę amplitudę $A = qe^{i\varphi}$, q nusako atstojamojo svyravimo amplitudę, φ — pradinę fazę.

Svyravimų kompleksiniai reiškiniai glaudžiai siejasi su vektorinėmis diagramomis. Kompleksinį skaičių z grafiškai galime pavaizduoti

stačiakampių koordinačių (xy) plokštumos tašku M , vienoje (x) ašyje atidėję skaičiaus realiąją, o kitoje (y) — menamąją dalį (231 pav.). Tuomet atkarpos OM ilgis bus lygus jo moduliui $q = \sqrt{x^2 + y^2}$, o kampas $\alpha = \arctg \frac{y}{x}$, sudarytas su x ašimi, argumentui a . Todėl svyravimų kompleksinės amplitudės vektoriaus A ilgis q nusako svyravimo amplitudę, o kampas φ — pradinę fazę.

Išreikškime kintamosios elektros srovės $I = I_0 \cdot \sin \omega t$ dydžius kompleksiniu būdu. Elektros srovės stiprumas $I = I_0 e^{i\omega t}$, įtampos kritimas aktyviojoje (ominėje) varžoje — $U_R = I_0 R e^{i\omega t}$. Šiuo atveju kompleksinė amplitudė yra reali; tai reiškia, kad nėra fazių skirtumo. Įtampos svyravimų fazė induktyvinėje (ωL) varžoje užbėga į priekį kamu $\frac{\pi}{2}$, palyginus su elektros srovės stiprumo faze, todėl

$$U_L = I_0 \omega L e^{i\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)}. \quad (110,3)$$

Kompleksinė amplitudė

$$A_{0L} = I_0 \omega L e^{i\frac{\pi}{2}}.$$

Kompleksinėje plokštumoje daugiklis $e^{i\frac{\pi}{2}}$ pavaizduojamas vektoriumi, kurio modulis yra lygus vienetui. Pats vektorius nu-

kreiptas ašies y teigiama kryptimi. Todėl $e^{i\frac{\pi}{2}} = i$ ir

$$A_{0L} = i I_0 \omega L.$$

Įtampos svyravimų talpuminėje varžoje $\left(\frac{1}{\omega C}\right)$ fazė atsilieka kamu $\frac{\pi}{2}$ nuo srovės stiprumo fazės. Todėl

$$U_C = \frac{I_0}{\omega C} e^{i\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)}. \quad (110,4)$$

Jos kompleksinė amplitudė

$$A_{0C} = \frac{I_0}{\omega C} e^{-i\frac{\pi}{2}},$$

bet $e^{-i\frac{\pi}{2}} = -i = \frac{1}{i}$, taigi

$$A_{0C} = \frac{I_0}{i\omega C}.$$

Kelių vienodos amplitudės svyravimų atstojamąjį svyravimą surandame, taikydami kompleksinių skaičių sudėties taisyklę: sudedame jų kompleksines amplitudes. Gautoj kompleksinio reiškinių modulis išreiškia atstojamojo svyravimo amplitudę, o jo argumentas — pradinę fazę.

Kompleksinėje plokštumoje (x, iy) kompleksinių skaičių sumą išreiškia tuos skaičius atitinkančių vektorių atstojamasis vektorius, uždarantis vektorių poligoną. Todėl minėtoji sudėties taisyklė iš tikrųjų nusako atstojamojo svyravimo vektorinės diagramos sudarymą.

Kompleksinių dydžių taikymas kintamosios elektros srovės grandinėms skaičiuoti žymiai supaprastėja, įvedus kompleksinį varžos reiškimą. Tarkime, kad I_0 yra elektros srovės stiprumo amplitudė tam tikroje grandinės dalyje, U_0 — įtampos kompleksinė amplitudė. Tada tos grandinės dalies kompleksinė varža Z_0 bus taip nusakyta (108,12):

$$U_0 = Z_0 I_0.$$

Padauginę abi šios lygties puses iš $e^{i\omega t}$, kairėje pusėje gausime momentinės įtampos reiškinį $U = U_0 e^{i\omega t}$, dešinėje — vietoje I_0 momentinės elektros srovės stiprumo reiškinį $I = I_0 e^{i\omega t}$. Suraskime grandinės dalių kompleksinę varžą. Kai paimtoje grandinės dalyje yra tik aktyvioji (ominė) varža R , tai, esant srovės stiprumo amplitudei I_0 , įtampos amplitudė bus lygi $U_0 = I_0 R$, taigi $Z_R = R$. Šiuo atveju varža neturi menamosios dalies ir yra lygi

aktyviajai varžai. Jei grandinės dalyje yra tik induktyvumas L , tai $U_{0L} = iI_{0\omega}L$. Tada $Z_L = i\omega L$. Kai šioje grandinės dalyje turime tiksliai talpumą C , tada kompleksinė varža $Z_C = \frac{1}{i\omega C}$.

Dabar paimekime bet kokią sudėtingą kintamosios srovės grandinę. Elektrinių dydžių momentines reikšmes rasime pagal Kirchhofo taisykles, nes srovės yra kvazistacionarinės. Pritaikydami antrąją Kirchhofo taisyklę kiekvienam, pvz., $ABCDEA$ (232 pav.) kontūrai, turėsime:

$$\sum_k Z_k I_{0k} e^{i\omega t} = \sum_k E_{0k} e^{i\omega t}, \quad (110,5)$$

čia E_{0k} — elektrovaros jėgų kompleksinės amplitudės, arba

$$\sum_k Z_k I_{0k} = \sum_k E_{0k}. \quad (110,6)$$

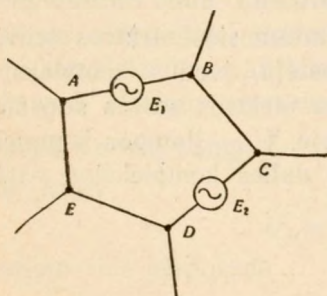
Kiekviename išsišakojimo taške

$$\sum_p I_{0p} = 0. \quad (110,7)$$

Taigi šiuo atveju nuolatinės elektros srovės dėsniai taikomi tik elektrinių dydžių kompleksinėms amplitudėms. Atskirų grandinės dalių varžos laikomos taip pat kompleksinėmis. Iš čia išplaukia tokia paprasta taisyklė grandinių varžoms skaičiuoti:

kad surastume grandinės varžą kintamajai elektros srovei, reikia kiekvieną grandinės induktyvumą L pakeisti jo kompleksine induktyvine varža $i\omega L$, kiekvieną talpumą C — kompleksine varža $\frac{1}{i\omega C}$, o visas omines varžas palikti nepakeistas. Tada kompleksinius dydžius skaičiuojame taip, kaip skaičiuojame varžas nuolatiniai elektros srovei (kai varžos sujungtos nuosekliai, sudedame pačias varžas, o kai jos sujungtos lygiagrečiai — jų atvirkščius dydžius, laidumus). Gautas kompleksinis dydis $Z = X + iY$ išreiškia visą grandinės kompleksinę varžą — impedansą.

Šio kompleksinio dydžio realioji dalis X išreiškia grandinės aktyviąją (ominę), o menamoji Y — reaktyvinę varžą. Jo modulis $\varrho = \sqrt{X^2 + Y^2}$ išreiškia visą grandinės varžą kintamajai



232 pav.

elektros srovei ir nusako srovės stiprumo amplitudę I_0 . Kai grandinės galuose įtampos amplitudė yra U_0 ,

$$I_0 = \frac{U_0}{\rho}.$$

Argumentas nusako įtampos ir srovės fazių skirtumą φ :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{Y}{X}.$$

Kompleksinių varžų metodas labai patogus praktiškai skaičiuoti varžoms ir todėl plačiai taikomas elektrotechnikoje.

§ 111. KINTAMOSIOS ELEKTROS SROVĖS GALINGUMAS. BEVATĖS SROVĖS

Apskritai, elektros srovės galingumas P išreiškiamas elektrinės įtampos U ir elektros srovės stiprumo I sandauga: $P = UI$ (§ 33). Tačiau kintamosios elektros srovės galingumas nelieka pastovus; jis kinta, keičiantis elektros srovės stiprumui I ir įtampai U . Todėl, matuodami kintamosios elektros srovės galingumą, stebime jos momentinį galingumą per tam tikrą laiką ir surandame jo vidutinę reikšmę. Praėjus kintamosios elektros srovės periodui, vyksmas visai griežtai pasikartoja, todėl elektros srovės galingumo vidutinei reikšmei surasti užtenka išskaičiuoti jo vidutinę reikšmę vienam periodui. Tokiu būdu

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{T} \int_0^T UI \cdot dt = \frac{1}{T} \int_0^T U_0 I_0 \cdot \sin \omega t \cdot \sin (\omega t + \varphi) \cdot dt = \\ &= \frac{U_0 I_0}{T} \left[\cos \varphi \int_0^T \sin^2 \omega t \cdot dt + \sin \varphi \int_0^T \sin \omega t \cdot \cos \omega t \cdot dt \right]. \end{aligned}$$

$$\text{Tačiau } \sin^2 \omega t = \frac{1 - \cos 2\omega t}{2}, \text{ o } \sin \omega t \cdot \cos \omega t = \frac{1}{2} \sin 2\omega t.$$

Išstatę gauname:

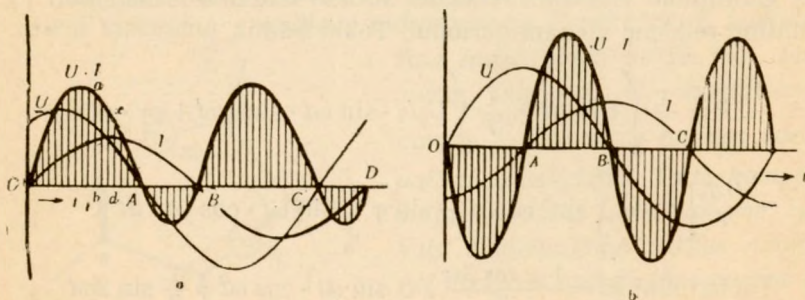
$$P = \frac{U_0 I_0}{T} \left[\frac{1}{2} \cos \varphi \int_0^T dt + \frac{1}{2} \int_0^T \cos (2\omega t + \varphi) \cdot dt \right].$$

Pirmasis integralas lygus T , o antrasis lygus nuliui. Tokiu būdu,

$$P = \frac{U_0 I_0}{2} \cdot \cos \varphi. \quad (111,1)$$

Kintamosios elektros srovės galingumas yra tuo didesnis, kuo $\cos \varphi$ bus didesnis, taigi kuo įtampa ir elektros srovės stiprumo fazių skirtumas φ bus mažesnis. Galingumas yra didžiausias, kai $R=Z$, taigi kai kintamosios elektros srovės grandinėje turėsime tik aktyvinę varžą ir rezonansą. Kai varža R yra labai maža, lyginant su Z , tada elektros srovės galingumas bus beveik lygus nuliui. Tokią bevatę elektros srovę gausime, įjunge grandinę didesnio induktyvumo ritę, kurią sudarys storesnės vielos vijos.

Kintamosios elektros srovės atliktas per laiką dt darbas $dW=UI \cdot dt$ yra teigiamas, kai įtampa U ir srovės stiprumas I turi vienodą ženklą. Tada kintamosios elektros srovės šaltinis tiekia elektros energiją tinklui, kur ji iš dalies virsta mechaniniu darbu bei džiauline šiluma, o iš dalies sukaupiama kaip potencialinė energija induktyvumo magnetiniame ir talpumo elektriniame lauke. Bet per periodą (tarp 0 ir 2π) dydžiai U ir I įgauna skirtingus ženklus; tada dW yra neigiamas: elektros srovės šaltinis gauna energiją iš tinklo, silpnėjant magnetiniam bei elektriniam laukui ir mažėjant jų energijai. 233 pav., *a*, grafiškai vaizduojamas elektros srovės atliktojo darbo kitimas. Stačiakampių koordinatų pradžios tašką 0 atitinka $t=\frac{\varphi}{\omega}$; AB atitinka fazių skirtumą $\varphi=AB\omega$. Darbas $dW=UI \cdot dt$ išreiškiamas plotu, kurį



233 pav.

apriboja kreivės UI atkarpa ac , ordinatės ab ir cd ir abscisės atkarpa bd (lygi dt). Tarp A ir B bei C ir D srovės atliktas darbas yra neigiamas. Kreivės UI ribotas (brūkšniuotas) plotas nusako visą kintamosios elektros srovės šaltinio per vieną periodą atliktąjį darbą. Viršum ašies t (atkarpų OA ir BC) gulintis plotas yra teigiamas, o apačioje (atkarpų AB ir CD) — neigiamas.

Esant fazių skirtumui $\varphi = \frac{\pi}{2}$, abi, teigiama ir neigiama, ploto dalys yra lygios (233 pav., b), tada srovės atliktasis darbas $W = 0$, turėsime bevatę srovę.

Iš (108,10) ir (108,11)

$$U_0 = I_0 Z = \frac{I_0 R}{\cos \varphi},$$

taigi

$$P = \frac{1}{2} I_0^2 R. \quad (111,2)$$

$\frac{1}{2} I_0^2$ nusako kintamosios elektros srovės momentinio stiprumo kvadrato vidurkį laiko atžvilgiu. Kintamosios elektros srovės momentinis stiprumas I priklauso nuo grandinės aktyviosios varžos R ir reaktyvinės varžos X . Pastarojoje varžoje elektrinės energijos nuostolis nepasireiškia, nes bet kuriuo akimirksniu panaudota energija elektriniam laukui tarp kondensatoriaus plokštelių arba magnetiniam laukui induktyvumo ritėje sudaryti po pusės periodo vėl išlaisvinama. Ir tik aktyvioje varžoje pagal Džaulio-Lenco dėsnį elektrinė energija virsta šilumine energija (§ 33). Tokiu būdu, kintamosios elektros srovės galingumą galima laikyti sudėtą iš dviejų dalių: aktyvaus galingumo aktyviojoje varžoje R ir reaktyvinio galingumo varžoje X . Pastarojo paimta vidutinė reikšmė laiko atžvilgiu lygi nuliui.

Palyginę kintamosios ir nuolatinės elektros srovės galingumų reiškinius [lygtį (112,1) su lygtimi (33,1)] nustatome, kad didžiausio stiprumo I_0 kintamoji elektros srovė varžoje R sukuria tokį galingumą, kokį sukurtų nuolatinė stiprumo $I = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$ elektros srovė. Šį elektros srovės stiprumą I vadiname kintamosios elektros srovės efektyviuoju stiprumu I_{ef} . Taigi $I_{ef} = \frac{I_0}{\sqrt{2}} = 0,707 I_0$. Panašiai nusakoma ir efektyvioji kintamoji įtampa: $U_{ef} = \frac{U_0}{\sqrt{2}} = 0,707 U_0$. Elektriniais matavimo prietaisais (ampermetrais bei voltmetrais) matuojame efektyviuosius kintamosios elektros srovės stiprumo bei įtamos dydžius.

§ 112. TRIFAZĖ KINTAMOJI ELEKTROS SROVĖ.
SUKAMASIS MAGNETINIS LAUKAS

Elektrotechnikoje šiandien daugiausia naudojama *trifazė kintamoji elektros srovė*. Ji yra atskiras daugiafazės elektros srovės atvejis.

Dauguma elektros srovės gavimo būdų pagrįsta elektromagnetinės indukcijos reiškiniu (§ 86). Sukant N vijų kontūrą vienalyčiame magnetiniame lauke, indukuotoji elektrovaros jėga

$$E = - \frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{1}{c} BSN \frac{d(\cos(\mathbf{B}, \mathbf{S}))}{dt},$$

čia S yra vijos plotas, B — indukcija, $(\mathbf{B}, \mathbf{S})$ — kampas, sudarytas vijos ploto normalės su indukcijos jėgų linijomis. Jei vijų sukimosi kampinį greitį pažymėsime ω , tai kampą $(\mathbf{B}, \mathbf{S})$ galėsime taip išreikšti: $(\mathbf{B}, \mathbf{S}) = (\omega t + \alpha)$. Tada

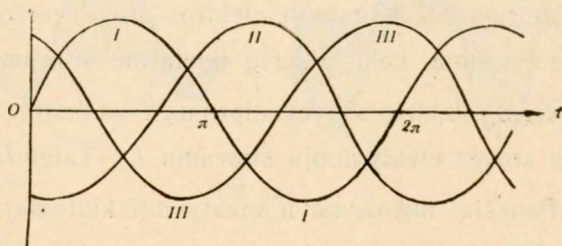
$$E = \frac{1}{c} BSN \omega \cdot \sin(\omega t + \alpha).$$

Dydis $\frac{\omega BSN}{c}$ yra pastovus; pažymėkime jį E_0 . Tuomet

$$E = E_0 \cdot \sin(\omega t + \alpha). \quad (112,1)$$

Kai B yra išreiškiamas gausais, S — cm^2 (taigi Φ — maksvelais), tai išreiškta voltais $E_0 = 10^{-8} BSN\omega$. E grafiškai pavaizduoja sinusinę kreivę (234 pav., I kreivė).

Kai sukamąjį kontūrą sudaro 2 atskiros, pasuktos viena kitos atžvilgiu 90° kampų, apvijos, tai kontūrą sukant, vijose



234 pav.

indukuosis elektrovaros jėgos E_1 ir E_2 , kurių fazė skirsis 90° . Elektros srovės grandinėje jos sukels *dvifazę elektros srovę*.

Jei sukamąjį kontūrą — rotorį sudarys 3 atskiros apvijos, pasuktos viena kitos atžvilgiu per 120° , tada sukant indukuosis

elektrovaros jėgos E_1, E_2 ir E_3 , kurių fazės skirsis 120° (234 pav. I, II ir III kreivės):

$$E_1 = E_0 \cdot \sin \omega t, E_2 = E_0 \cdot \sin (\omega t + 120^\circ), E_3 = E_0 \cdot \sin (\omega t + 240^\circ).$$

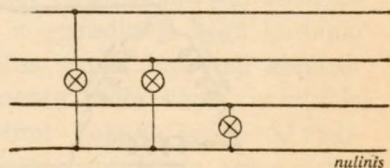
Elektros tinkle jos sukelia *trifazę elektros srovę*.

Trifazės elektros srovės fazinių įtampų U_1, U_2 ir U_3 (apskritai, $U = E - IR_0$ (§ 29)) fazės skiriasi 120° . Linijinių įtampų $U_1 - U_2, U_2 - U_3$ ir $U_3 - U_1$ fazės taip pat skiriasi 120° . Linijinės įtampos yra didesnės už fazines įtampas U_1, U_2 ir U_3 , nes, pvz.,

$$\begin{aligned} U_2 - U_1 &= U_0 [\sin (\omega t + 120^\circ) - \sin \omega t] = 2U_0 \cdot \cos (\omega t + \\ &+ 60^\circ) \cdot \sin 60^\circ = U_0 \sqrt{3} \cdot \cos (\omega t + 60^\circ) = \\ &= 1,73 U_0 \cdot \cos (\omega t + 60^\circ). \end{aligned} \quad (112,2)$$

Taigi linijinė trifazės elektros srovės įtampa yra $\sqrt{3}$ kartų didesnė už fazinę įtampą. Jei, pvz., trifazės elektros srovės fazinės įtampos yra lygios 220 V, tai linijinė įtampa bus lygi $\sqrt{3} \cdot 220 \approx 380$ V.

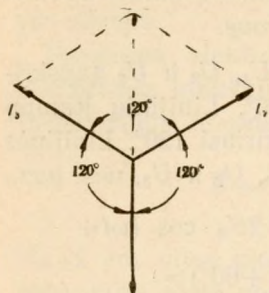
Iš 234 pav. matyti, kad bet kuriuo akimirksniu visų trijų fazių elektrovaros jėgų algebrinė suma lygi nuliui. Tai galime lengvai patikrinti, sudėję tris lygius, pakreiptus vienas kito atžvilgiu 120° , vektorius (236 pav.). Tik sudedant elektrovaros jėgų bei elektros srovės teigiamąsias kryptis turime pasirinkti vienodas. Fazės pradžia paprastai laikomas tas jos taškas, pro kurį išbėga teigiamos krypties elektros srovė iš generatoriaus apvijos į išorinę grandinę, o jos galu — tašką, pro kurį tos pat krypties elektros srovė įbėga iš išorinės grandinės į generatoriaus apviją. Schemose trifazį generatorių vaizduojame trimis apvijomis, o išorinę grandinę trimis apkrovimo varžomis — imtuvais R_1, R_2 ir R_3 , prijungtais prie generatoriaus apvijų (237 pav.).



235 pav.

Naudojant trifazę elektros srovę elektriniam apšvietimui paprastai šalia trijų fazinių laidų vedamas ir įžemintas nulinis laidas. Tada tarp įžeminto, arba nulinio, ir kitų trijų fazinių laidų įtampa yra lygi 220 V. Elektros lempos jungiamos lygiagrečiai tarp nulinio ir vieno iš fazinių laidų (235 pav.). Paprastai tinkle

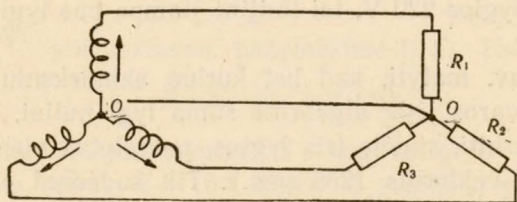
atskirų fazių apkrovimas palaikomas apytikriai vienodas. Tada kiekvienos fazės laidu bėga vienodo stiprumo elektros srovė. 236 pav. atskirų fazių elektros srovės stiprumai I_1 , I_2 ir I_3 pa-
vaizduoti vektoriškai. Iš diagramos matyti, kad atstojamasis vi-
sų 3 fazių elektros srovės stiprumas



236 pav.

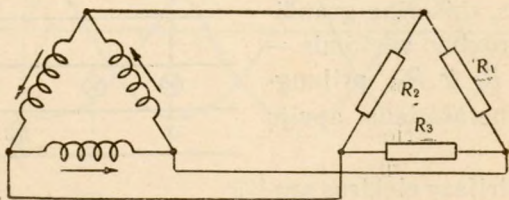
$$I = \sum_{i=1}^3 I_i = 0.$$

Naudojant visas trifazės elektros srovės fazes, pvz., trifaziams motorams sukuti ir kt., jos jungiamos dvejopai. Jun-
giant *žvaigžde* generatoriaus (arba im-
tuvų) fazių galai sujungiami viename
taške O (237 pav.), kuris vadinamas *nu-
liniu tašku*. Generatoriaus ir imtuvų nu-
linius taškus jungiantis bendras grįžtamasis laidas vadinamas *nuliniu laidu*. Šis jungimo būdas naudojamas, norint



237 pav.

gauti aukštesnę darbo įtampą, nes šiuo atveju imtuvų įtampa yra
lygi fazinei įtampai, padaugintai iš $\sqrt{3}$, o jų elektros srovės
stiprumas — fazinės srovės stiprumui. Šalia jungimo žvaigžde

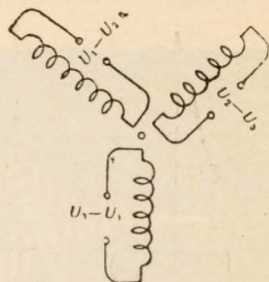


238 pav.

naudojamas ir jungimas *trikampiu*. Tuomet generatoriaus fazės
(ir imtuvai) jungiami nuosekliai į trikampį (238 pav.). Sujungus
trikampiu, imtuvų įtampa yra lygi fazinei įtampai, bet užtat

imtuvuose bėga elektros srovė $\sqrt{3}$ karto stipresnė už fazinę srovę.

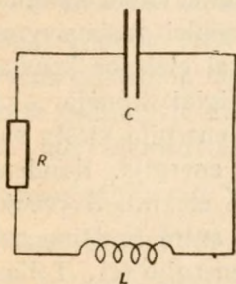
Sudėkime galais tris vienodas rites (solenoidus), pakreipe jas vieną į kitą 120° kampą (239 pav.), prijunkime jas prie trifazio generatoriaus fazių. Vienos ritės įtampa bus U_1-U_2 , antros U_2-U_3 ir trečios U_3-U_1 , o jų algebrinė suma lygi nuliui. Tada atskirose ritėse bėgančios elektros srovės sukurtieji magnetiniai laukai susidės į vieną atstojamąjį magnetinį lauką. Jo stiprumas viduriniame taške tarp ričių galų bus pastovus, bet kryptis keisis, sukdamasi pastoviu kampiniu greičiu ir per kintamosios elektros srovės periodą apsisuks 360° kampą. Gauname vadinamąjį *sukamąjį magnetinį lauką*.



239 pav.

§ 113. ELEKTRINIAI VIRPESIAI. SLOPINAMIEJI ELEKTRINIAI VIRPESIAI

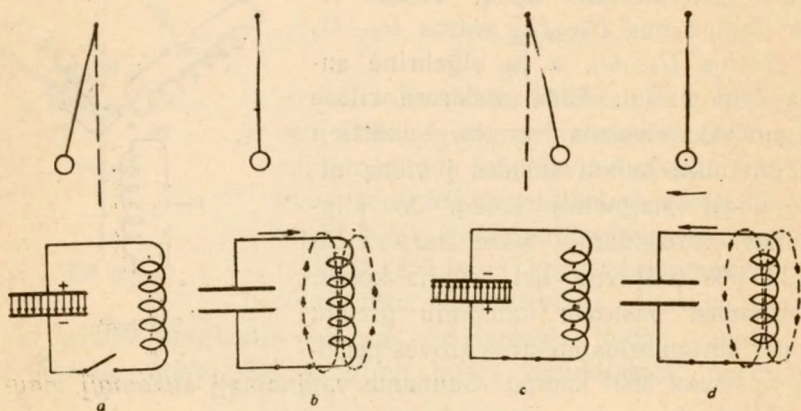
Sudarykime uždara grandinę iš talpumo C kondensatoriaus, induktyvumo L ritės ir varžos R varžyno (240 pav.). Tokią grandinę vadiname *virpamuoju kontūru*. Suteikime koku nors būdu kondensatoriaus plokštelėms įtampą U_0 . Tada jo plokštelės bus įelektrintos vienodo dydžio, bet priešingo ženklo elektros krūviais. Tokioje uždaroje grandinėje elektros krūviai stengsis neutralizuotis, ir grandinėje bėgs kintamo stiprumo elektros srovė. Laisvieji elektronai vienu momentu judės viena, o kitu — priešinga kryptimi. Tokį jų judėjimą vadiname *elektriniais svyravimais*, arba *virpesiais*. Juos galime palyginti su mechaniniais svyravimais, pvz., su svyruoklės svyravimu (241 pav.).



240 pav.

Pradiniame būvyje, kol kondensatoriaus įtampa yra didžiausia (U_0), kontūras turi didžiausią elektrinę energiją $\frac{q^2}{2C}$, kuri yra sukaupta sistemos elektriniame lauke tarp kondensatoriaus plokš-

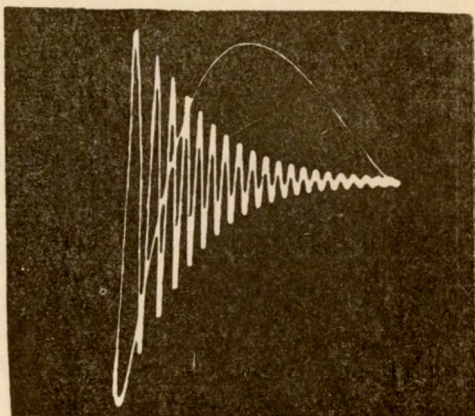
telių (a). Šis sistemos būvis atitinka iškreiptos iš pusiausvyros padėties į vieną iš kraštinių padėčių svyruoklės būvį; tokiaime būvyje svyruoklė turi didžiausią potencialinę energiją $\frac{ks^2}{2}$, čia k išreiškia jėgą, kuri grąžina svyruoklę į pusiausvyros padėtį,



241 pav.

kai jos nukrypimas $s=1$ cm. Pereinant elektros krūviams iš vienos kondensatoriaus plokštelės į antrą, taigi bėgant elektros srovei kontūru, elektrinė energija mažėja, virsdama elektros srovės magnetinio lauko energija. Grįžtant svyruoklei iš kraštinės padėties į pusiausvyrą, jos potencialinė energija virsta kinetine energija, kuri yra didžiausia, pereinant svyruoklei pusiausvyros padėtį (b). Elektros srovė yra stipriausia, kai elektros krūviai baigia neutralizuotis. Po to elektros srovė staigiai silpnėja, silpnėja ir magnetinis laukas. Magnetinio lauko energija virsta susidarančio kondensatoriuje elektrinio lauko energija. Kondensatorius vėl įsielektrina, tik priešingo ženklo elektra. Svyr-uoklė, perėjusi pusiausvyros padėtį, nukrypsta į antrą kraštinę padėtį. Jos kinetinė energija virsta potencialine energija (c). Toliau elektros krūviai vėl neutralizuojausi. Iš pradžių elektros srovei stiprėjant, vėl susidaro magnetinis laukas. Elektrinio lauko energija vėl virsta magnetinio lauko energija. Svyr-uoklė iš antros kraštinės padėties grįžta į pusiausvyros padėtį. Jos potencialinė energija vėl virsta kinetine energija (d). Ir pagaliau elektros srovei nykstant, magnetinio lauko energija virsta susidariusio tarp kondensatoriaus plokštelių elektrinio lauko energija. Svyr-uoklė, perėjusi pusiausvyros padėtį, vėl iškrypsta į pirmąją

kraštinę padėtį. Jos kinetinė energija vėl virsta potencialine energija. Toliau vyksmas kartojasi iš naujo. Tokie elektriniai virpesiai vykty nepaliaujamai, jeigu jų energijos dalis nevirstų džauline šiluma, bėgant elektros srovei grandinėje, taigi, jeigu grandinės varža R būtų lygi nuliui. Ir svyruoklė amžinai svyruotų, jeigu dalis svyruoklės energijos nebūtų sunaudota aplinkos trintčiai nugalėti ir nevirstų šilumine energija. Dėl šių priežasčių ir elektrinių virpesių, ir svyruoklės svyravimo amplitudės mažėja, kol pagaliau visai nusilpsta. 242 pav. matome katodiniu oscilografu stebimą slopinamų elektrinių virpesių kreivę.



242 pav.

Dabar panagrinėkime elektrinius virpesius kiekybiškai. Laiku $t=0$ tarp kondensatoriaus plokštelių turime kuriuo nors būdu sudarytą įtampą U_0 , taigi jo plokštelės turi lygius, bet priešingo ženklo elektros krūvius. Tokioje sujungtoje grandinėje elektros krūviai stengsis neutralizuotis. Todėl grandinėje bėgs kintamo stiprumo elektros srovė; įtampa tarp kondensatoriaus plokštelių mažės. Tam tikru laiku t elektros srovės stiprumas grandinėje bus I , o įtampa tarp kondensatoriaus plokštelių U , taigi elektros kiekis kondensatoriuje $q=UC$. Kintant elektros srovės stiprumui, indukuosis elektrovaros jėga $-L \frac{dI}{dt}$ (§ 89). Visoje grandinėje įtampa pasiskirsto taip: varžoje R įtampa yra IR , o tarp kondensatoriaus plokštelių $U=\frac{q}{C}$. Taikydami antrąją Kirchhofo taisyklę, gausime:

$$-L \frac{dI}{dt} = IR + U = IR + \frac{q}{C}. \quad (113,1)$$

Šią lygtį padaliję iš L ir išdiferencijavę pagal t , turėsime:

$$\frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dI}{dt} + \frac{I}{LC} = 0, \quad (113,2)$$

nes $\frac{dq}{dt} = I$. Pažymėkime

$$\frac{R}{L} = 2\beta \text{ ir } \frac{1}{LC} = \omega_0^2. \quad (113,3)$$

Tada

$$\frac{d^2 I}{dt^2} + 2\beta \frac{dI}{dt} + \omega_0^2 I = 0. \quad (113,4)$$

Šios diferencialinės lygties sprendinį paimekime tokio pavidalo:

$$I = I_0 \cdot e^{\rho t},$$

kur I_0 ir ρ yra tam tikri dydžiai, nusakomi kontūro savybių bei pradinių sąlygų. Išreiškę $\frac{dI}{dt}$ ir $\frac{d^2 I}{dt^2}$ bei įstatę šiuos reiškinius į lygtį (113,4), gausime charakteringąją lygtį

$$\rho^2 + 2\beta\rho + \omega_0^2 = 0.$$

Ją išsprendę, turėsime:

$$\rho = -\beta \pm \sqrt{\beta^2 - \omega_0^2}.$$

Taigi

$$I = I_0 e^{-\beta t \pm \sqrt{\beta^2 - \omega_0^2} t}.$$

Pažymėkime $\beta^2 - \omega_0^2 = \omega^2$ ir išreikškime sprendinį kompleksine forma:

$$I = I_0 e^{-\beta t} e^{\pm i\omega t}. \quad (113,5)$$

Imkime tokias pradines sąlygas: kai $t=0$, elektros srovės stiprumas $I=0$ ir įtampa tarp kondensatoriaus plokštelių $U=U_0$. Kai $\beta < \omega$, taigi kai $R < 2\sqrt{\frac{L}{C}}$, o tai dažniausiai ir esti, lygties (113,4) dalinį sprendinį galime taip išreikšti:

$$I = -\frac{U_0}{L} e^{-\beta t} \sin \omega t, \quad (113,6)$$

nes $I_0 = \frac{U_0}{L}$ yra kontūre bėgančios elektros srovės stiprumo amplitudė. Bet $I = \frac{dq}{dt} = C \frac{dU}{dt}$. Įstatę šį reiškinį į (113,6) ir suintegruvę, gausime:

$$U = U_0 e^{-\beta t \frac{\omega_0}{\omega}} \cdot \sin(\omega t + \varphi). \quad (113,7)$$

Fazių skirtumą φ nusako šios lygtys:

$$\sin \varphi = \frac{\omega}{\omega_0} \text{ ir } \cos \varphi = \frac{\beta}{\omega_0}. \quad (113,8)$$

Elektros srovės stiprumo ir įtampos fazių skirtumas lygus $\pi - \varphi$, nes I turi neigiamą ženklą.

Lygtys (113,6) ir (113,7) nusako elektros srovės stiprumo ir įtampos periodinį kitimą kontūre. Įtampos fazė užbėga pirmyn kampu $\pi - \varphi$. Kadangi praktiškai $\beta \ll \omega$, tai, kaip rodo lygtis (108,6), φ ir $\pi - \varphi$ labai mažai tesiskiria nuo $\frac{\pi}{2}$. Virpamajame kontūre bėga kintamoji elektros srovė, kurios įtampos teigiamoji amplitudė beveik atitinka elektros srovės stiprumo neigiamąją amplitudę ir atvirkščiai. Tokius elektros srovės kitimus vadiname elektriniais virpesiais.

Į lygčių (113,6) ir (113,7) elektros srovės stiprumo ir įtampos reiškinius įeina dydis $e^{-\beta t}$. Elektros srovės stiprumo ir įtampos amplitudės mažėja. Virpesiai yra slopinami. Slopinimą sukelia virpesių energijos nuostolis, kurį sąlygoja kintamosios elektros srovės aktyvusis galingumas; pastarasis yra proporcingas grandinės aktyviajai varžai R . Virpesių kampinis dažnumas, esant mažam β , beveik lygus ω_0 , tai yra lygus sistemos savajam kampiniam dažnumui.

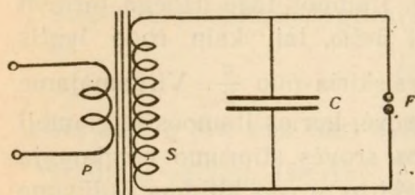
Elektros srovės didžiausią stiprumą atitinka stipriausias indukcijos magnetinis laukas, taigi ir didžiausia to lauko energija. O didžiausią įtampą atitinka didžiausia kondensatoriaus elektrinio lauko energija. Kadangi elektros srovės stiprumo ir įtampos maksimumai pasistūmę vienas kito atžvilgiu beveik per $\frac{\pi}{2}$, tai sistemos elektrinė energija periodiškai kinta į magnetinę energiją ir atvirkščiai. Tuo pačiu metu jos dalis, elektros srovei bėgant grandine, virsta džauline šiluma.

Iš lygties (113,3) gauname, kad elektrinių virpesių periodas T ir jų dažnumas ν taip išreiškiami:

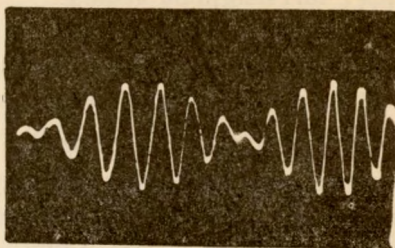
$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{LC}, \quad \nu = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}. \quad (113,9)$$

Elektrinius virpesius galime stebėti 243 pav. schemiškai pa-vaizduotu vibracijos kontūru. P ir S yra pirminė ir antrinė (kibirkštinio) induktoriaus apvijos. Lygiagrečiai antrinei apvijai prijungtas kondensatorius C ir dviejų metalinių rutulėlių suda-

rytas kibirkštinis tarpelis F . Nutraukiant bei įjungiant elektros srovę pirminėje induktoriaus apvijoje, jo antrinėje apvijoje indukuojama kondensatorių įelektrinti elektrovaros jėga. Kondensatorius spėja išsielektrinti per antrinę apviją arba kibirkštinį tarpelį tarp atskirų indukcijos smūgių. Kai tarp kondensatoriaus plokštelių susidaro pakankamo dydžio įtampa, kibirkšti-



243 pav.



244 pav.

niame tarpelyje prašoka elektrinė kibirkštis. Elektrinius virpesius stebime oscilografo ekrane (244 pav.). Šiuo atveju turime labai slopinamus virpesius, nes didelė jų energijos dalis virsta šilumine energija kibirkštiniame tarpelyje.

Elektrinius virpesius, tiksliau elektrinius svyravimus, galime stebėti ir mažesnės inercijos galvanometru, tik grandinės induktyvumas L ir talpumas C turi būti pakankamai dideli, kad nebūtų per trypas elektrinių svyravimų periodas T .

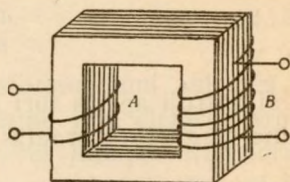
§ 114. ELEKTRINĖS ĮTAMPOS TRANSFORMATORIAI

1. *Transformatoriai.* Kad elektrinė energija būtų kuo pigesnė, pastaraisiais laikais elektrinės statomos ne elektrinės energijos sunaudojimo vietose, bet kuro arba vandens energijos šaltinių vietovėse. Tuomet nereikia brangaus kuro transporto. Tačiau tada tenka elektrinę energiją perduoti toli esantiems nuo elektrinių miestams bei įmonėms. Perduodant elektrinę energiją laidais, dalis jos virsta nenaudinga džauline šiluma. Tokiu būdu, elektrinės galingumo $P=UI$ dalis $P_1=I^2R$ tampa nenaudinga. Santykinis energijos nuostolis laiduose $\frac{P_1}{P}=\frac{I^2R}{UI}=P\frac{R}{U^2}$. Esant tam tikram galingumui P ir elektros laidų varžai R , tas nuostolis yra tuo mažesnis, kuo yra aukštesnė elektrinė įtampa U . Tuo, žinoma, laidais bėgs silpnesnė elektros srovė. Taigi elektrinės energijos tiekimas laidais tolimoms vietovėms bus

ekonomiškesnis, kuo aukštesnė bus elektrinė įtampa ir silpnesnė elektros srovė. Todėl elektrinės žemą elektrinę įtampą transformuoja į aukštą (iki 100 000 V ir daugiau), o sunaudojimo vietoje gautąją aukštą įtampą transformuoja į pageidaujamą žemą. Įtampai transformuoti naudojami transformatoriai. Transformatoriai transformuoja kintamąją elektrinę įtampą į aukštesnę arba žemesnę kintamąją įtampą.

Pastaraisiais metais atliktieji tyrimai parodė, kad energijos nuostoliai laiduose sumažėja, tiekiant tolimesnėms vietovėms aukštos įtampos nuolatinę elektros srovę. Tuo tikslu kintamoji aukšta įtampa išlyginama aukštos įtampos lygintuvų ir perduodama laidais. Elektrinės energijos sunaudojimo vietoje aukšta nuolatinė įtampa paverčiama kintamąja, o pastaroji transformuojama į žemą įtampą.

Transformatorių sudaro uždara minkštos geležies šerdis (245 pav.), ant kurios užvyniojamos dvi apvijos, pirminė *A* ir antrinė *B*. Paleidus pirminę apviją kintamąją elektros srovę, geležinėje šerdyje indukuojamas to paties dažnumo, kaip ir srovės, kintamas magnetinis jėgų srautas. Pastarojo jėgų linijos eina beveik visiškai neišsisklaidydamos uždaroje šerdyje. Kintamasis magnetinis jėgų srautas antrojoje apvijoje *B* indukuoja kintamąją elektrovaros jėgą. Pažymėkime: pirminės apvijos ilgį *l*, jos vijų skaičių *N*₁, antrinės apvijos vijų skaičių *N*₂, apvijų skerspjūvio plotą *S*, pirminėje apvijoje elektros srovės momentinį stiprumą *I*, jos įtampos amplitudę *U*₁, transformatoriaus šerdies magnetinį pralaidumą *μ*. Tarkime, kad pirminės apvijos induktansas *Z* bus didelis, palyginus jį su jos aktyviaja varža *R*. Tada apytiksliai (108,8) $Z \approx \omega L$, čia *L* žymi pirminės apvijos induktyvumą. Tam tikru tinkamai parinktu laiku $I = \frac{U_1}{Z} \cdot \sin \omega t$. Kai antrinė apvija yra atvira ir joje nebėga elektros srovė, magnetinis jėgų srautas šerdyje



245 pav.

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{4\pi\mu N_1 S I}{l} = \frac{4\pi\mu N_1 S}{l} \frac{U_1}{Z} \cdot \sin \omega t = \\ &= \frac{4\pi\mu S N_1}{l} \frac{U_1}{L\omega} \cdot \sin \omega t. \end{aligned} \quad (114,1)$$

Jo kitimas laiko atžvilgiu

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{4\pi\mu N_1 S}{lL} U_1 \cdot \cos \omega t.$$

Tačiau $L = \frac{4\pi\mu N_1^2 S}{l}$, taigi

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{1}{N_1} U_1 \cdot \cos \omega t. \quad (114,2)$$

Kai antroji apvija turi N_2 vijų, tai pro jos vijų plokštumas praeina magnetinis srautas $N_2\Phi$; ir indukuota įtampa

$$U = U_2 \cdot \cos \omega t = N_2 \frac{d\Phi}{dt} = \frac{N_2}{N_1} U_1 \cdot \cos \omega t. \quad (114,3)$$

Tokiu būdu, indukuotos ir pirminės elektrinių įtampų amplitudžių U_2 ir U_1 santykis

$$U_2 : U_1 = N_2 : N_1. \quad (114,4)$$

Vadinasi,

indukuotos antrinės ir pirminės elektrinių įtampų amplitudžių santykis yra lygus antrinės ir pirminės apvijų vijų skaičių santykiui.

Lygtis (114,4) išreiškia transformacijos santykį.

Kai antrinė apvija yra prijungta prie bet kurios elektros srovės grandinės, tada joje bėga elektros srovė. Todėl saviindukcijos sužadinta priešingos krypties įtampa sumažina magnetinį srautą, ir transformacijos santykis mažėja, panašiai kaip mažėja elemento įtampa, imant iš jo vis stipresnę elektros srovę.

Transformatoriaus apvijos turi didelį induktyvumą ir mažą aktyviąją varžą. Todėl, kol transformatoriaus antrinės apvijos grandinė nesujungta, pirminės apvijos grandinėje įtampos ir srovės stiprumo fazių skirtumas yra beveik lygus $\frac{\pi}{2}$, vadinasi, ja bėga bevatė, jokios energijos nesunaudojanti elektros srovė. Sujungus antrinės apvijos grandinę, dėl pastarosios induktyvaus grįžtamojo veikimo pirminės grandinės įtampos ir srovės fazių skirtumas sumažėja. Antrinės apvijos kintamosios elektros srovės galingumas pasidaro kiek mažesnis už pirminės apvijos elektros srovės galingumą, ir pasireiškia labai nedideli energijos nuostoliai. Todėl apytiksliai galime laikyti, kad abiejų, pirminės ir antrinės, kintamųjų elektros srovių galingumai yra

lygūs. Kai pirminės kintamosios elektros srovės įtampos ir elektros srovės stiprumo efektyviosios reikšmės yra U'_{ef} ir I'_{ef} , o antrinės U''_{ef} ir I''_{ef} , tai

$$U'_{ef} \cdot I'_{ef} \approx U''_{ef} \cdot I''_{ef},$$

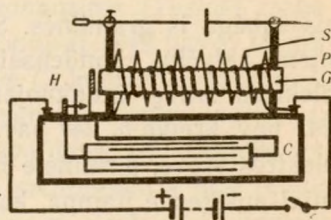
taigi

$$\frac{U'_{ef}}{U''_{ef}} \approx \frac{I'_{ef}}{I''_{ef}}. \quad (114,5)$$

Vadinasi, kiek kartų padidiname transformuodami antrinės apvijos įtampą, tiek pat kartų sumažiname joje elektros srovės stiprumą. Dėl kintamosios elektros srovės įtampos transformacijos galimumų ši srovė yra techniškai patogesnė už nuolatinę elektros srovę.

2. *Kibirkštinis induktorius*. Kibirkštinis induktorius naudojamas aukštomis įtampoms gauti, kada turime nedidelės įtampos nuolatinės elektros srovės šaltinį (akumuliatorių arba galvaninių elementų baterija).

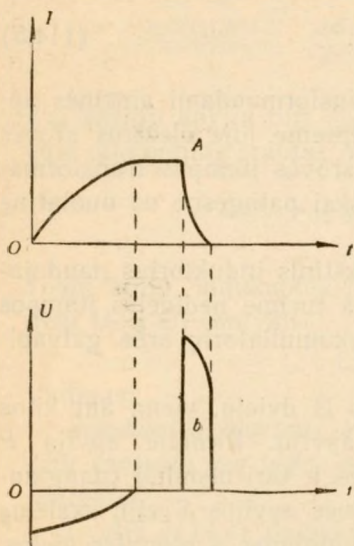
Kiekvienas induktorius sudarytas iš dviejų, viena ant kitos užvyniotų, pirminės ir antrinės, apvijų. Pirminė apvija P (246 pav.) yra iš storos varinės vielos ir turi nedidelį (daugiausia kelis šimtus) vijų skaičių. Antrinės apvijos S vijų skaičius siekia 100 000 ir daugiau, todėl ji vyniojama iš plonytės vielos. Pirminė apvija užvyta ant izoliuotų geležinių virbalų šerdies G . Be to, kiekvienas induktorius turi elektros srovės traukiklį. Nedideliuose induktoriuose tokiu traukikliu yra plaktukėlis H . Bėgant elektros srovei, pirminės apvijos šerdis G įsismagnetina ir pritraukia plaktukėlį, tada elektros srovė nutrūksta. Susidarantys nutraukimo metu elektros kibirkščiai nuslopinti induktoriaus dėžėje talpinamas lygiagrečiai prijungtas traukiklio kontaktinėms vietoms kondensatorius C .



246 pav.

Įjungus į pirminę induktoriaus apviją elektros srovę, dėl induktyvumo ji tik per tam tikrą, kad ir trumpą laiką, pasidaro stipriausia. Jos stiprėjimą vaizduoja 247 pav. kreivės dalis OA . Tuo pat laiku antrinėje induktoriaus apvijoje indukuojama įtampa U_2 , proporcinga pirminės apvijos srovės stiprumo I_1 kiti-
mui $\frac{dI_1}{dt}$. Jos kryptis priešinga pirminės apvijos įtampos kryp-

čiai (247 pav. kreivė *a*). Praėjus trumpam laikui pirminė srovė pertraukiama. Labai staigiai nutraukiant, $\frac{dI_1}{dt}$ yra labai didelis, tada ir indukuotoji įtampa turi būti labai aukšta. Tačiau pirminė elektros srovė pertraukiama, nors ir per trumpą, bet baigtinį



247 pav.

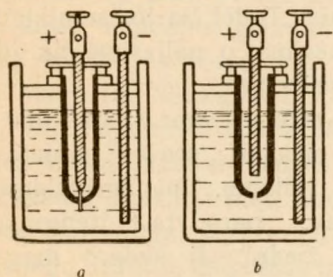
laiką, nes traukiklio sąlyčio vietose prašoka elektrinė kibirkštis, kurioje bėga elektros srovė ir metaliniam sąlyčiui nutrūkus. Kad pirminės apvijos elektros srovė būtų kaip galima staigiau pertrauk-

ta, taigi kad $\frac{dI_1}{dt}$ būtų kuo didžiausias, tenka trumpinti kibirkšties trukmę. Šiam tikslui įjungtas kondensatorius *C*. Kol metalinis sąlytis nenutrūkęs, kondensatorius yra trumpai sujungtas. Pertraukiant sąlytį, tarp kondensatoriaus plokštelių susidaro įtampa, beveik lygi induktoriaus pirminės apvijos įtampai U_1 . Kondensatorius įsielektrina elektros kiekiu $q = U_1 C$, ku-

ris subėga iš grandinės. Susidarius pertraukimo vietoje metaliniam sąlyčiui, kondensatorius vėl išsielektrina. Pertraukiant elektros srovę, indukuojamosios įtamos U_2 kitimą vaizduoja 247 pav. kreivė *b*. 247 pav. kreivės *a* ir *b* rodo, kad, pertraukiant elektros srovę, pirminėje induktoriaus apvijoje indukuojama žymiai aukštesnė įtampa, kaip įjungiant elektros srovę. Ji yra tuo aukštesnė, kuo didesnis yra antrinės ir pirminės apvių vijų skaičių santykis. Kai induktoriaus antrosios apvijos galai nėra labai toli vienas nuo kito, tai tarp jų prašoka elektrinė kibirkštis. Didelių induktorių kibirkšties ilgis siekia daugiau kaip vieną metrą.

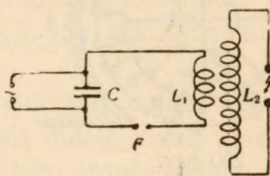
Dideliuose induktoriuose elektros srovei nutraukti kartais naudojami sukamieji traukikliai. Elektrinis motoras suka kontaktus, kurie sujungia arba nutraukia elektros srovę. Tačiau prie didelių induktorių dažniausiai statomi elektrolitiniai traukikliai. Į indą su praskiesta sieros rūgštimi įdedami du elektrodai: ka-

todas yra švino plokštelė, o anodas — šiek tiek iškišta iš porcelianinio vamzdžio platinos vielė (248 pav., *a*). Pro tirpalą leidžiama pirminė elektros srovė, jos tankis platinos vielos gale yra didelis. Todėl čia išsiskiria didelis džaulinės šilumos kiekis, ir aplink vielėlę susidaro garų burbulėlis, kuris prasiplečia ir nutraukia elektros srovę. Greitai vėstant, burbulėlis susitraukia su dideliu triukšmu, ir elektros srovė vėl pradeda bėgti.



248 pav.

Elektrinis traukiklis žymiai staigiau ir greičiau nutraukia ir įjungia elektros srovę. Tuo būdu gau-

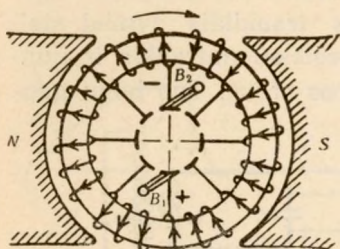


249 pav.

namos aukštos įtampos. Panašiai veikia ir elektrolitinis traukiklis su anгле. Čia pirminė elektros srovė bėga pro siaurą angelę (248 pav., *b*).

3. *Rezonansinis transformatorius*. Aukšto dažnumo virpesiams gauti paprastai naudojamas rezonansinis (Teslos) transformatorius. Jį sudaro du virpamieji kontūrai (249 pav.). Pirmasis kontūras sudėtas iš kondensatoriaus C , kelių vijų apvijos L_1 ir kibirkštinio tarpelio F . Pirmojo virpamojo kontūro apvija L_1 induktyviškai surišta su antrojo kontūro daug vijų turinčia apvija L_2 . Pirmasis virpamasis kontūras prijungiamas prie indukatoriaus antrinės apvijos ir jame sužadunami elektriniai virpesiai. Jie tarpelyje F sukelia kibirkštinį išsielektrinimą, kuris turi virpesių pobūdį (§ 58) ir staiga nutrūksta, kai pirmojo kontūro įtampa nebepajėgia pramušti kibirkštinio tarpelio. Todėl magnetinis jėgų srautas Φ kinta labai staiga, $\frac{d\Phi}{dt}$ pasiekia dideles reikšmes ir transformatoriaus antrajame virpamajame kontūre indukuojama labai aukšto dažnumo įtampa. Antrajame kontūre bėga labai aukšto dažnumo kintamoji elektros srovė. Ji aplinkoje sukelia stiprų indukcinį veikimą, pvz., beelektrodiniai išsielektrinimo vamzdeliai šviečia net per kelis metrus nuo antrojo kontūro.

1. *Elektros srovės generatoriai.* Elektros srovės generatoriai, arba dinamomašinos, paverčia mechaninę energiją į elektrinę energiją. Pagal tai, kokią elektros srovę sukuria generatoriai, jie skirstomi į tokias tris rūšis: *nuolatinės, kintamosios ir sukamosios elektros srovės generatorius*. Elektrotechnikoje naudoja-



250 pav.

mų generatorių konstrukcija yra labai įvairi. Todėl čia jos smulkiau nenagrinėsime, o paliesime tik jų fizikinį principą.

Kad aiškiau suprastume nuolatinės elektros srovės generatoriaus veikimą, panagrinėkime 250 pav. parodytą įrengimą (Gramo žiedą). Jį sudaro magnetas arba elektromagnetas — sta-

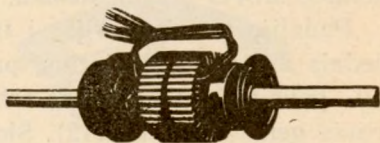
torius, tarp kurio polių N ir S sukasi ant ašies rotorius (inkaras), sudarytas iš geležinio žiedo su užvyniota apvija. Apvijos vijos keliose vietose sujungtos su ant ašies pritvirtintais izoliuotais metaliniais segmentais. Bet kurioje inkaro padėtyje du vieną prieš kitą esančius metalinius segmentus liečia metaliniai arba angliniai šepetėliai B_1 ir B_2 , kurie sudaro generatoriaus polius ir yra sujungti su išoriniu elektros tinklu.

Einąs iš šiaurinio į pietinį polių magnetinis jėgų srautas eina beveik tik žiedu. Todėl esančias stačioje plokštumoje žiedo apvijos vijas praeina didžiausias magnetinis jėgų srautas, o esančių gulsčioje plokštumoje vijų magnetinis jėgų srautas lygus nuliui. Sukantis rotorui, pvz., laikrodžio rodyklės sukimosi kryptimi, pro vijų plokštumas praeinąs magnetinis jėgų srautas kinta, todėl vijose indukuojama elektrovaros jėga yra paveikslė pažymėtos krypties, o sujungus išorinį tinklą, jame bėga elektros srovė iš B_1 ir B_2 . Indukuotoji elektros srovė geležiniame žiede sužadina magnetinį lauką. Žiedas pasidaro magnetiniu dipoliu su šiauriniu poliumi apačioje ir pietiniu poliumi viršuje. Žiedo ir generatoriaus magnetinių polių savitarpis veikimas stabdo generatoriaus rotoriaus sukimąsi. Šiam stabdomajam veikimui nugalėti suvartotoji energija vėl atgaunama atgal tinklo elektrinės energijos pavidalu. Tam tikru laiku tėra veiklūs tik tie apvijos sektoriai, kurie sujungti su šepetėliais. Rotoriui sukantis,

vis nauji apvijos sektoriai užsisuka ant šepetėlių. Todėl žiedo magnetiniai poliai, kiek paslinkę, vėl sugrįžta atgal. Taigi toks generatorius sukuria nuolatinę, šiek tiek pulsuojančią elektros srovę. Jos pulsacijos (stiprumo kitimai) bus tuo mažesni, kuo inkare bus daugiau sektorių.

Nuolatinės elektros srovės generatoriaus magnetas dažniausiai yra elektromagnetas, kuris sužadinamas paties generatoriaus sukurtos elektros srovės. Magnete visada lieka magnetizmo likutis. Pradėjus generatoriui veikti, jis sužadina apvijoje silpną indukcijos srovę, kuri savo ruožtu stiprina elektromagnetą magnetinį lauką, o tas stiprina indukcinį veikimą. Taigi šiuo, vadinamuoju *dinamoelektriniu*, principu sukonstruotos dinamomašinos sužadina pačios save.

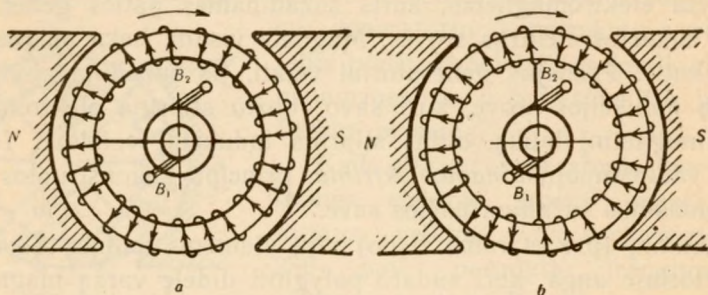
Žiedinių (pvz., Gramo žiedo) vijų vidinėms dalims reikalinga rotorijoje anga, kuri sudaro palyginti didelę varžą magnetiniam jėgų srautui. Stipresnį magnetinį jėgų srautą galime gauti tik vientisame geležiniame rotorijoje. Tokius rotorius galime panaudoti, pakeitę žiedines apvijas būgninėmis. 250 pav. matome, kad žiedinėje vijoje atkreiptoje į polių, taigi išorinėje, vijos dalyje elektros srovė bėga tokia pat linkme, kaip ir kitoje (priešingoje) pusėje gulinčių vijų vidinėje dalyje. Taigi apvijos vidinę dalį galime perkelti į priešingą rotoriaus pusę. Kad gautume kuo mažiausią magnetinę varžą ir sutrumpintume indukcijos atžvilgiu neveiklų skersinę vijų dalį, rotoriumi suteikiame būgno pavidalą. Paprasčiausioje schemoje šalimais ta pačia linkme eina du laidai, atitinkantieji dvi, gulinčias viena prieš kitą, žiedines vijas. Tokiuose rotoriuose laidai bei ritės įleidžiamos į išpiautus griovelius (251 pav.). Apvijos sektoriai sujungiami su kolektoriumi tokiu pat būdu, kaip ir žiedinės apvijos.



251 pav.

Padarę nedidelį pakeitimą, iš nuolatinės elektros srovės generatoriaus lengvai galime gauti kintamosios elektros srovės generatorių. Šiuose generatoriuose rotoriaus apvija paskirstyta tik į du sektorius (252 pav.), sujungtus su ant rotoriaus ašies uždėtais metaliniais žiedais, kuriais šliaužia šepetėliai B_1 ir B_2 . Esant rotoriumi 252 pav., a , pavaizduotoje vietoje, turime tam tikro stiprumo elektros srovę, kaip ir nuolatinės elektros srovės

generatoriuje. Sukantis rotorui, indukuotosios elektros srovės sužadinti magnetiniai poliai rotoriuje slenka kartu su žiedu, visuomet pasiekdami tas vietas, kur sektoriai sujungti su šepetėliais. Indukuotoji srovė silpnėja, kartu silpnėja ir tų polių stiprumas. Esant rotorui 252 pav., *b*, pavaizduotoje vietoje, abiejuose sektoriuose indukuotosios elektrovaros jėgos yra priešingų



252 pav.

krypčių ir viena kitą panaikina. Šioje rotoriaus vietoje elektros srovės neturime. Toliau rotorui sukantis, elektros srovė vėl stiprėja, bet bėga priešinga kryptimi, pasikeitus sektoriams vietomis, ir vėl pasidaro stipriausia, pasisukus rotorui 180°. Taigi toks generatorius sukuria kintamąją elektros srovę. Kintamosios elektros srovės generatorių elektromagnetus dažniausiai sužadina atskira maža, ant bendros ašies pritaisyta nuolatinės elektros srovės dinamomašina.

Padaliję rotoriaus vijas į tris, sujungtus su trimis atskirais žiedais ant ašies, sektorius, pastumtus 120° vienas kito atžvilgiu, gausime sukamosios, arba trifazės, kintamosios elektros srovės generatorių (§ 112). Šios rūšies generatoriai yra svarbūs stipriųjų elektros srovių elektrotechnikoje.

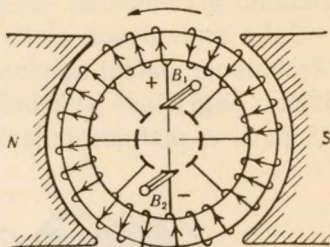
2. *Elektriniai varikliai.* Elektriniai varikliai elektros energiją paverčia mechaniniu darbu. Taigi jie naudojami kaip tik priešingam tikslui kaip dinamomašinos. Kiekvienas elektrinis generatorius iš principo gali būti panaudotas varikliu, paleidus per jo rotoriaus apviją elektros srovę. Tada jo rotorius suksis ir suks sujungtas su jo ašimi mechanines mašinas.

253 pav. turime *nuolatinės elektros srovės variklio* schemą, kuri visiškai atitinka nuolatinės elektros srovės generatoriaus schemą (250 pav.). Sujungus šepetėlį B_1 su išorinio nuolatinės elektros srovės šaltinio teigiamu, o B_2 — su neigiamu poliumi,

vietoje B_1 elektros srovė pasiskirsto į abi rotoriaus vijos dalis ir bėga jomis rodyklių nužymėta kryptimi, kaip anksčiau bėgo indukcijos srovė. Taigi rotoriaus viršuje susidaro pietinis, o apačioje — šiaurinis poliai. Rotoriaus ir magneto poliams veikiant vienam kitą, rotorius sukasi prieš laikrodžio rodyklės sukimosi kryptį. Tačiau rotoriaus magnetiniai poliai yra šiek tiek pasistūmę, užsisukus naujiems sektoriams ant šepetėlių, grįžta atgal ir tokiu būdu pasilieka tose pačiose vietose, todėl visą laiką sukasi ir rotorius.

Panašiai kiekvienas kintamosios elektros srovės generatorius gali būti ir *kintamosios elektros srovės varikliu*. Stipriųjų elektros srovių elektrotechnikoje šiuo laiku daugiausia naudojami trifazės kintamosios elektros srovės varikliai.

Iš kitokių tipų elektrinių variklių minėtinas *sinchroninis variklis*. Tokio variklio rotorių sudaro tam tikras magnetų skaičius, tiksliau nuolatinės elektros srovės sužadinami elektromagnetai, kurių poliai keičiami pakaitomis (254 pav.). Šiuos magnetus atitinka toks pat skaičius statoriaus elektromagnetų, kuriais bėga kintamoji elektros srovė tokiu būdu, kad magnetų poros poliai taip pat kinta pakaitomis, pakitus elektros srovės kryptiai.



253 pav.



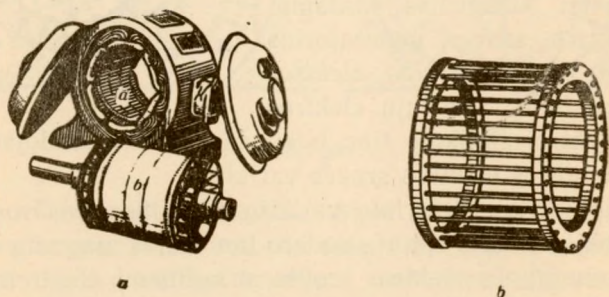
254 pav.

Įsukime rotorių taip greitai, kad jo magnetų poliai N bei S atsisuktų prieš statoriaus elektromagnetų polius tuo momentu, kai pastaruosiuose susidaro taipgi N bei S . Tada rotorius visą laiką suksis ir toliau tuo pačiu greičiu. Tarkime, kad rotorius sukasi laikrodžio rodyklės sukimosi kryptimi (254 pav., *a*) ir kairysis viršutinis statoriaus polius iš pietinio (S) virsta šiauriniu (N) poliumi. Tada tuo momentu pasisukęs prieš jį rotoriaus šiaurinis (N) polius yra stumiamas į dešinę viršutinį statoriaus pietinį (S) polių (254 pav., *b*) ir jį pasiekia kaip tik tuo laiku,

kai vėl pasikeičia statoriaus poliai. Taigi rotorius poliai, visą laiką stumiami, sukasi aplink.

Variklis veikia tik tada, kai jis įsuktas sukasi tinkamu greičiu, suderintu su statoriaus magnetinių polių kitimu. Taigi variklis turi turėti tam tikrą paleidžiamąjį prietaisą, kuris jį įsuka reikiamu greičiu.

Šalia kintamosios elektros srovės sinchroninių variklių elektrotechnikoje plačiai naudojami ir *asinchroniniai varikliai*. Jų veikimas pagrįstas sukamojo magnetinio lauko ypatybėmis. 255 pav., *a* matome trifazio asinchroninio variklio pagrindines



255 pav.

dalį. Statoriaus (*a*) grioveliuose patalpintos 3 apvijos, sužadinančios sukamąjį magnetinį lauką (§ 112). Jos sujungiamos žvaigžde arba trikampiui ir prijungiamos prie trifazės srovės tinklo. Variklio rotorių sudaro geležinė šerdis (*b*), kurios grioveliuose apsukama apvija. Nedidelio galingumo varikliuose ji sujungiama trumpai. Dažnai rotorius apviją sudaro galuose variniais žiedais sujungti stori stiebai (255 pav., *b*).

Rotoriaus apvijoje sukamasis magnetinis laukas sužadina indukcijos srovės, kurios sąveikodamos su statoriaus srovėmis, verčia rotorių sukėti magnetinio lauko kryptimi.

Trifazės srovės asinchroniniai varikliai yra paprasti ir pasižymi geromis mechaninėmis ypatybėmis.

Dirbantis elektrinis variklis veikia kaip generatorius. Rotoriaus apvijomis bėgant elektros srovei, gaunama indukcijos elektrovaros jėga, nukreipta prieš išorinę elektrinę įtampą. Taigi ji pastarąją žemina. Jei besisukančio variklio rotorių sustabdytume, tai tada jo vijomis bėgtų stipresnė elektros srovė. Laisvai, be darbo, sukdamasis elektrinis variklis sunaudoja nedidelį

elektros energijos kiekį trinčiai nugalėti bei džaulinei šilumai. Dirbančio variklio apsisukimų skaičius mažėja. Tuo pačiu mažėja ir indukuotoji elektrovaros jėga, taigi variklio elektrinė įtampa pakyla, sustiprėja elektros srovė ir variklio apsisukimų skaičius vėl padidėja. Tam tikrame tarpe variklio apsisukimų skaičius mažai tepriklauso nuo jo atliekamo darbo.

ELEKTROMAGNETINĖS BANGOS

XIV SKYRIUS

ELEKTROMAGNETINIS LAUKAS

§ 116. ELEKTROMAGNETINIS LAUKAS

Nors Faradėjaus indukcijos dėsnis ir apima visus indukcijos reiškinius, bet juos galima paskirstyti į dvi grupes. Viena elektromagnetinės indukcijos reiškinių grupė tokia. Laidininkų grandinė arba jos atskiros dalys slenka tam tikru greičiu pastoviam (laiko atžvilgiu) vienalyčiame arba nevienalyčiame magnetiniame lauke. Šios grupės elektromagnetinės indukcijos reiškinių aiškinimas pagrįstas Bio-Savaro dėsniu (§ 68). Antrą grupę sudaro tokie elektromagnetinės indukcijos reiškiniai: nejudamą laidininkų grandinę kerta kintamo (laiko atžvilgiu) magnetinio lauko jėgų linijos. Šiuo būdu gaunamos elektromagnetinės indukcijos negalima išaiškinti iki šiol aptartais dėsniais. Čia turime visai naują fizikinį reiškinį.

Imkime tokį atvejį. Ant toroido užvyniokime apviją, o ant jos kelias antrinės apvijos vijas. Pirminėje apvijoje keičiant elektros srovės stiprumą, antrinėje apvijoje gauname indukuotą elektros varos jėgą. Indukciją sukelia magnetinio lauko kitimas. Magnetinis laukas tėra tik toroido viduje; antrinės apvijos vietoje jėgų linijų nėra, nes jos neišeina iš toroido. Tačiau ir antrinėje apvijoje gauname elektromagnetinę indukciją. Taigi kintamo magnetinio lauko indukcinis veikimas neapsiriboja vien tik ta erdvės dalimi, kur tas laukas yra, bet pasireiškia ir kaimyninėse erdvės srityse, kur magnetinio lauko jėgų linijų visai nėra.

Atsiradusi indukuotoji elektros varos jėga parodo, kad, esant indukcijai, pakinta elektros krūvių pasiskirstymas, taigi kad juos veikia tam tikra jėga. Elektros krūvius judėti, kaip jau žinome, verčia elektrinis laukas. Taigi indukcijos reiškiniuose sužadina-
mas elektrinis laukas. Tačiau šis laukas iš esmės skiriasi nuo jau mums žinomo elektrostatinio lauko, kuris susidaro elektros

krūvių aplinkoje (§ 5). Indukuoto elektrinio lauko jėgų linijos neturi nei pradžios, nei pabaigos, jos yra uždaros ir sudaro sūkurius, kurie apjuosia kintamo magnetinio lauko jėgų linijas. Tokiu būdu kintamas (laiko atžvilgiu) magnetinis laukas sužadina kintamą sūkurinį elektrinį lauką, kurio jėgų linijos juosia magnetinio lauko jėgų linijas. Reikia pažymėti, kad laidininkas nėra būtina sąlyga elektrinio lauko indukcijai. Jis tik leidžia nustatyti indukuoto elektrinio lauko buvimą, nes tada jame susidaro elektros srovė. Kintant magnetiniam laukui, aplinkoje (vakuume bei dielektrike) visada indukuojamas elektrinis laukas, kuris ir yra indukcinio veikimo priežastis magnetinio lauko išorėje.

Pagal Maksvelo sukurtą elektromagnetinio lauko teoriją indukcijos reiškiny yra abipusis: ne tik kintamas magnetinis laukas sužadina kintamą sūkurinį elektrinį lauką, bet ir atvirkščiai, kintamas elektrinis laukas savo ruožtu sužadina kintamą sūkurinį magnetinį lauką. Sių abiejų laukų jėgų linijos juosia vienos kitas. Tokiu būdu, aplinkoje atsiranda vienas su kitu glaudžiai susiję sūkuriniai elektrinis ir magnetinis, trumpiau *elektromagnetinis, laukas*, kuris sklinda visoje erdvėje. Jo sklidimo greitis yra lygus $c \approx 300\,000$ km/s, taigi lygus šviesos sklidimo greičiui.

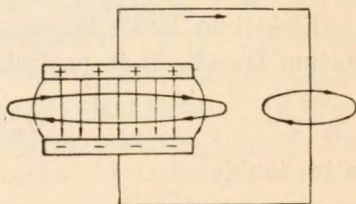
§ 117. POSLINKIO ELEKTROS SROVĖ

Įelektrinkime plokščią kondensatorių (256 pav.) elektros kiekiu q . Tarp plokštelių susidarys stiprumo E elektrinis laukas. Jei kondensatoriaus plokštelių plotas yra S , dielektriko dielektrinė

konstanta ϵ , tai $q = \frac{\epsilon S}{4\pi} E$ (§ 11). Su-

junkime plokštes metaliniu laidininku. Tada kondensatorius išsielektrins; grandinėje bėgs stiprumo I_l elektros srovė, kurią vadina-

me *laidumo srove*; ji prasideda teigiamai įelektrintoje kondensatoriaus plokštelėje, ir pasibaigia neigiamai įelektrintoje plokštelėje. Laidumo elektros srovės stiprumas



256 pav.

$$I_l = \frac{dq}{dt} = \frac{\epsilon S}{4\pi c} \frac{dE}{dt}. \quad (117,1)$$

Išreiškiant elektros kiekį q CGSE, o I_l — CGSM vienetų sistemoje, dešiniąją lygties pusę reikia dalyti iš elektromagnetinės konstantos c (§ 74). Pradėjus laidumo elektros srovei bėgti, susidaro magnetinis laukas, kurio jėgų linijos juosia plokšteles jungiantį laidininką. Dėl laidumo elektros srovės kinta elektrinio lauko tarp kondensatoriaus plokštelių stiprumas E . Tačiau kintant elektriniam laukui, susidaro kintamas magnetinis laukas, kurio jėgų linijos apjuosia einančius iš teigiamai įelektrintos kondensatoriaus plokštelės į neigiamai įelektrintą plokštelę elektrinio lauko jėgų linijas. Tokiu būdu, nors kondensatorius ir pertraukia laidumo elektros srovę, bet sukurinio magnetinio lauko jėgų linijos nepertraukiamai juosia visą grandinę, neišskiriant ir tarpo tarp kondensatoriaus plokštelių. Elektrinio lauko tarp kondensatoriaus plokštelių stiprumo kitimas sukelia tokį pat magnetinį veikimą, kaip ir laidumo elektros srovė. Tai paskatino elektros srovės sąvoką praplėsti, įvedant *poslinkio elektros srovę*. Tokią elektros srovę turime dielektrike tarp kondensatoriaus plokštelių. Įvedę poslinkio elektros srovę, nebeturėsime nesujungtų elektros srovės grandinių; prasidedančią ir pasibaigiančią ant kondensatoriaus plokštelių laidumo elektros srovę I_l tarp plokštelių dielektrike pratęsia tokio pat stiprumo I_p poslinkio elektros srovė:

$$I_p = I_l = \frac{\epsilon S}{4\pi c} \frac{dE}{dt}. \quad (117,2)$$

Taigi poslinkio elektros srovės stiprumas yra proporcingas elektrinio lauko stiprumo kitimui.

Elektrinio lauko stiprumą E galime pakeisti poslinkio vektorium $D = \epsilon E$. Tada poslinkio elektros srovės stiprumas

$$I_p = \frac{S}{4\pi c} \frac{dD}{dt}, \quad (117,3)$$

o jos tankis

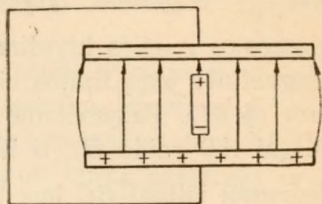
$$j_p = \frac{I_p}{S} = \frac{1}{4\pi c} \frac{dD}{dt}. \quad (117,4)$$

Jei šalia poslinkio elektros srovės turėsime ir laidumo elektros srovę, kurios tankis yra j_l , tai visas elektros srovės tankis bus lygus

$$j_p + j_l = \frac{1}{4\pi c} \frac{dD}{dt} + j_l. \quad (117,5)$$

Poslinkio elektros srovę turime dielektrike ne tik tarp kondensatoriaus plokštelių, bet ir dielektrike, kai tik atsiranda kintamas elektrinis laukas, nors to lauko jėgų linijos bus uždaros ir sudarys sūkurius, pvz., elektromagnetinės indukcijos atveju. Tuo atveju poslinkio elektros srovė taip pat yra uždara.

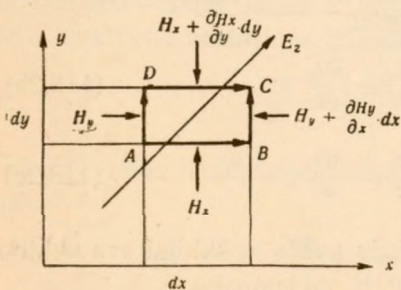
Dabar tarp kondensatoriaus plokštelių išilgai elektrinio lauko jėgų linijų padėkime laidininką (257 pav.). Įelektrinus kondensatorių, elektrostatinės indukcijos būdu įsielektrina laidininkas ir pasidaro elektriniu dipoliu. Kintant elektrinio lauko stiprumui tarp kondensatoriaus plokštelių, kinta dipolio elektrinis momentas, laidininku bėga elektros srovė, nes kintant dipolio momentui, mažėja arba didėja elektros krūviai laidininko galuose. Šią laidumo elektros srovę apjuosia magnetinio lauko jėgų linijos. Šios jėgų linijos panašiai juosia ir poslinkio elektros srovę. Tokį reiškinį turėsime visur, kur poslinkio elektros srovės srityje yra laidininkas. Pastarojo pertraukta poslinkio elektros srovė virsta laidumo elektros srove pačiame laidininke.



257 pav.

§ 118. ELEKTROMAGNETINIO LAUKO LYGTIS

§ 116 kokybiškai nusakėme būdinguosius elektromagnetinio lauko ypatumus. Dabar apibūdinkime griežčiau tą lauką. Elektromagnetinio lauko teoriją sukūrė Maksvelas. Joje elektromagnetinio lauko ypatybės nusako diferencialinės lygtys,



258 pav.

kurios sieja elektrinio ir magnetinio vektorių kitimus. Paimekime stačiakampių koordinačių xy plokštumoje stačiakampį elementarų plotą $ABCD$ (258 pav.), kurio kraštinės yra dx ir dy . Kinta-

mo elektrinio lauko stiprumo z dedamoji yra statmena šio elemento plokštumai, ir jos jėgų linijos eina 258 pav. parodyta kryptimi. Pažymėkime elektrinio lauko stiprumo z dedamąją E_z . Jai

kintant, pro ploto elementą $ABCD$ praeina poslinkio elektros srovė, kurios stiprumas (117,3)

$$I_p = \frac{\varepsilon}{4\pi c} \frac{\partial E_z}{\partial t} dx \cdot dy. \quad (118,1)$$

Kai $\frac{\partial E_z}{\partial t}$ teigiamas, taigi kai poslinkio elektros srovė bėga teigiamosios z ašies kryptimi, poslinkio elektros srovę juosiančios magnetinės jėgų linijos eina laikrodžio rodyklės sukimosi kryptimi (§ 67). Pažymėkime magnetinio lauko stiprumo dedamąją išilgai AB raide H_x , o išilgai AD raide H_y . Tuomet to lauko dedamoji išilgai BC bus lygi $H_y + \frac{\partial H_y}{\partial x} dx$, o jo dedamoji išilgai CD $H_x + \frac{\partial H_x}{\partial y} dy$. Išskaičiuokime magnetovaros jėgą $H_l \cdot dl$ (§ 72) išilgai viso stačiakampio $ABCD$, apibėgdami jį vieną kartą aplink laikrodžio rodyklės sukimosi kryptimi. Koordinatinių teigiamųjų ašių kryptimi einant, magnetovaros jėgos reikšmės laikyme teigiamomis ir atvirkščiai. Tada turėsime:

$$4\pi I_p = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} dx \cdot dy = H_y \cdot dy + \left(H_x + \frac{\partial H_x}{\partial y} dy \right) dx - \\ - \left(H_y + \frac{\partial H_y}{\partial x} dx \right) dy - H_x \cdot dx = \left(\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) dx \cdot dy. \quad (118,2)$$

Padaliję iš stačiakampio ploto $dx \cdot dy$, gausime:

$$\frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x}. \quad (118,2a)$$

Taip pat samprotaudami išvesime likusių dviejų kintamojo elektinio lauko dedamųjų E_x ir E_y lygtis:

$$\frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} \quad (118,2b)$$

ir

$$\frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y}. \quad (118,2c)$$

Lygčių (118,2a, 2b ir 2c) dešinės pusės reiškiniai yra vektoriiaus $\mathbf{H}$ rotacijos, sutrumpintai $\text{rot } \mathbf{H}$, dedamosios:

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y} = \text{rot}_x \mathbf{H}, \quad \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} = \text{rot}_y \mathbf{H}$$

ir

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} = \text{rot}_z \mathbf{H}. \quad (118,3)$$

rot $\mathbf{H}$ dedamųjų reiškinius gauname, cikliška pakeisdami ženklus x, y, z prie $\mathbf{H}$. Vektorinėje formoje (118,2a, 2b ir 2c) lygtys išreiškiamos tokia viena vektorine lygtimi:

$$\varepsilon \frac{d\mathbf{E}}{dt} = \frac{d\mathbf{D}}{dt} = c \operatorname{rot} \mathbf{H}. \quad (118,4)$$

Kai žalia poslinkio elektros srovės turime ir stiprumo I_l laidumo elektros srovę, kurios tankio dedamosios koordinatinių ašių kryptimis yra j_x, j_y ir j_z , tai praeinančios pro stačiakampį $ABCD$ visos elektros srovės stiprumą išreiškiant, tenka pastarąją pridėti. Pagal Omo dėsnį (37,5)

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}. \quad (118,5)$$

Taip išreikštas Omo dėsnis elektromagnetinio lauko teorijoje tinka stacionarinėms ir kvazistacionarinėms (§ 106) elektros srovėms.

Poslinkio ir laidumo elektros srovių atveju lygtis (118,4) virsta tokia lygtimi:

$$\frac{\varepsilon}{c} \frac{d\mathbf{E}}{dt} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} = \operatorname{rot} \mathbf{H}, \quad (118,6a)$$

arba, įstatę $\mathbf{j}$ reikšmę iš lygties (118,5), gauname:

$$\frac{\varepsilon}{c} \frac{d\mathbf{E}}{dt} + \frac{4\pi\sigma}{c} \mathbf{E} = \operatorname{rot} \mathbf{H}. \quad (118,6b)$$

Panašiu būdu apskaičiuojame ir elektrovaros jėgą kintamajame magnetiniame lauke ir išvedame lygtį, siejančią magnetinio ir elektrinio vektoriaus kitimus. Ji yra tokia:

$$\frac{\mu}{c} \frac{d\mathbf{H}}{dt} = \frac{1}{c} \frac{d\mathbf{B}}{dt} = -\operatorname{rot} \mathbf{E}. \quad (118,7)$$

Tokiu būdu elektromagnetinį lauką nusako šios Maksvelo lygtys:

$$\varepsilon \frac{d\mathbf{E}}{dt} + 4\pi\sigma \mathbf{E} = c \operatorname{rot} \mathbf{H} \quad (118,8)$$

ir

$$\mu \frac{d\mathbf{H}}{dt} = -c \operatorname{rot} \mathbf{E}.$$

Jos yra pagrindinės elektrodinamikos lygtys ir yra labai svarbios optikoje.

**§ 119. ENERGIJOS SROVENIMAS.
UMOVO-POITINGO ENERGIJOS SROVENIMO VEKTORIUS**

Elektromagnetinio lauko energija susideda iš elektrinio ir magnetinio lauko energijos. Pažymėkime elektrinio lauko energijos tankį $q_e = \frac{1}{8\pi} \epsilon E^2$ ir magnetinio — $q_m = \frac{1}{8\pi} \mu H^2$. Tada elementariame tūryje $d\tau$ elektromagnetiniame lauke turėsime energiją

$$(q_e + q_m) d\tau = E_e + E_m. \quad (119,1)$$

Laikui bėgant, ji kis: elektromagnetinės energijos dalis virs šilumine energija Q , o, be to, jos dalis bus perkelta pro elementaraus tūrio paviršių išorėn arba vidun. Kalbame apie energijos srovenimą pro paviršių. Tūrio $d\tau$ elektromagnetinės energijos pakitimą per laiko vienetą galime išreikšti taip:

$$\frac{d}{dt} (E_e + E_m) + Q. \quad (119,2)$$

Umovas, išnagrinėjęs energijos pakitimus tam tikroje erdvės dalyje, deformuojant elastingas aplinkas, padarė išvadą, kad energijos pakitimas, įskaitant ir šiluminę energiją, tam tikroje erdvės dalyje (elementariame tūryje) yra lygus pro tos erdvės dalies paviršių į vidų įeinančiai arba išeinančiai energijos srovei. Energijos kitimą galime nusakyti tam tikro vektoriaus srautu pro paviršių. Tas vektorius vadinamas *energijos srovenimo vektoriumi*. Poitingas nusakė energijos srovenimo vektoriumi energijos pakitimus elektromagnetiniame lauke. Jei elementaraus tūrio paviršiaus normalę, paprastai nukreiptą išorėn, atkreipsime į vidų, tai energijos pakitimą galėsime išreikšti taip:

$$\frac{d}{dt} (E_e + E_m) + Q = \int_S \Sigma dS, \quad (119,3)$$

čia Σ yra energijos srovenimo vektorius, dS — elementaraus tūrio paviršiaus elemento normalė. ΣdS išreiškia vektoriaus srautą pro paimtos erdvės dalies $d\tau$ paviršių dS į vidų. Taigi vektoriaus srautas išreiškia visą energijos pakitimą erdvės dalyje $d\tau$. Lygties (119,3) reiškiamą dėsni galime taip nusakyti:

uždaros erdvės dalies energijos padidėjimas, įskaitant ir džaulinę šilumą, yra visada lygus įeinančiai energijai pro tos erdvės dalies paviršių į vidų.

Energijos srovenimo vektorius Σ yra statmenas vektoriams $\mathbf{E}$ ir $\mathbf{H}$, taigi statmenas plokštumai, išvestai pro $\mathbf{E}$ ir $\mathbf{H}$. Vektorių $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ ir Σ kryptys sudaro dešiniąją stačiakampių koordinatinių sistemą. Elektromagnetiniam trikdymui, pvz., elektromagnetinei bangai sklindant erdvėje, elektrinis ir magnetinis vektoriai $\mathbf{E}$ ir $\mathbf{H}$ yra statmeni energijos srovenimo vektoriui Σ , taigi pačios bangos sklidimo kryptį.

§ 120. ELEKTROMAGNETINĖS BANGOS

Tam tikroje aplinkoje, kurios elektrinis laidumas yra σ , dielektrinė konstanta ϵ ir magnetinis pralaidumas μ , elektromagnetinis laukas nusakomas taip (118,8):

$$\frac{\epsilon}{c} \frac{d\mathbf{E}}{dt} + \frac{4\pi\sigma}{c} \mathbf{E} = \text{rot } \mathbf{H}$$

ir

$$\frac{\mu}{c} \frac{d\mathbf{H}}{dt} = -\text{rot } \mathbf{E}. \quad (120,1)$$

Imkime atskirą paprasčiausią atvejį. Tarkime, kad aplinka yra visai nelaidi, taigi jos $\sigma=0$. Tegul elektromagnetinio lauko elektrinio ir magnetinio vektorių dedamosios priklauso tik nuo vienos koordinatės z . Tada (120,1) lygtys supaprastėja ir išplėstos atrodo taip:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} &= -\frac{\partial H_y}{\partial z}, \\ \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial E_y}{\partial t} &= \frac{\partial H_x}{\partial z}, \\ \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (120,2a)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_x}{\partial t} &= \frac{\partial E_y}{\partial z}, \\ \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_y}{\partial t} &= -\frac{\partial E_x}{\partial z}, \\ \frac{\mu}{c} \frac{\partial H_z}{\partial t} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (120,2b)$$

Laikykime, kad tikrųjų elektros krūvių visai nėra, o magnetiniai poliai visai neegzistuoja. Pastarosios sąlygos bendrai taip išreiškiamos:

$$\text{div } \mathbf{E} = 0 \text{ ir } \text{div } \mathbf{H} = 0 \quad (120,3)$$

arba išplėsta forma:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \quad \text{ir} \quad \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0. \quad (120,3a)$$

Mūsų atveju lygtys (120,3a) virsta tokiomis:

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \quad \text{ir} \quad \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0. \quad (120,4)$$

Tokiu būdu, dedamosios E_z ir H_z visai nepriklauso nuo x , y ir z , taigi jos yra pastovios. Laikykime jas lygias nuliui.

(120,2a) pirmąją lygtį diferencijuokime pagal t , o iš trijulės (120,2b) antrosios lygties suradę $\frac{\partial H_y}{\partial t}$ reikšmę, įstatykime ją į gautąją. Tada turėsime:

$$\frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2}. \quad (120,5)$$

Tokiu pat būdu gausime panašias dedamųjų E_y , H_x ir H_y lygtis. Jų sprendiniai yra bangos lygtys:

$$E_x = A \cdot \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right), \quad E_y = B \cdot \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right) \quad (120,6)$$

ir

$$H_x = -B \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \cdot \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right),$$

$$H_y = A \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \cdot \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right),$$

čia T yra bangų periodas, λ — jų ilgis. Reikia pažymėti štai ką: magnetinio vektoriaus dedamųjų ženklas pakinta, jei argumente teigiamą ženklą pakeisime neigiamu. Lygtis (120,6) parodo, kad dielektrike galima sukelti bangas, kurios sklinda greičiu $\frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}}$.

Šios bangos yra skersinės, nes, sklindant joms ašies z kryptimi, turime tik statmenųjų jai elektrinio ir magnetinio vektorių dedamųjų kitimą. Be to, elektrinis ir magnetinis vektoriai yra vienas kitam statmeni, nes $E_x H_x + E_y H_y + E_z H_z$ yra proporcinga $\mathbf{E}$ ir $\mathbf{H}$ sudaryto kampo kosinusui. Mūsų atveju $E_z = H_z = 0$; be to, kaip rodo lygtis (120,3a), $E_x H_x + H_y E_y = 0$, taigi $\mathbf{H} \perp \mathbf{E}$.

Pagaliau apskaičiuokime tūrio vienetą bangos elektrinę Q_e ir magnetinę Q_m energijas:

$$Q_e = \frac{\varepsilon}{8\pi} E^2 = \frac{\varepsilon}{8\pi} (E_x^2 + E_y^2) = \frac{\varepsilon}{8\pi} (A^2 + B^2) \cos^2 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right)$$

(120,7)

ir

$$Q_m = \frac{\mu}{8\pi} H^2 = \frac{\mu}{8\pi} (H_x^2 + H_y^2) = \frac{\mu}{8\pi} (A^2 + B^2) \cos^2 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right).$$

Tokiu būdu, elektrinė energija yra lygi magnetinei energijai. Be to, lygtis (120,6) rodo, kad tarp elektrinio ir magnetinio vektorių nėra jokio fazių skirtumo. Vadinasi, kai bet kurioje erdvės vietoje elektrinis vektorius yra didžiausias, tai tuo pačiu akimirksniu ir toje pat vietoje ir magnetinis vektorius bus didžiausias. Tačiau tai tinka tik sklindančiai bangai dielektrike. Kitais atvejais šių abiejų vektorių fazė gali ir skirtis tarp savęs.

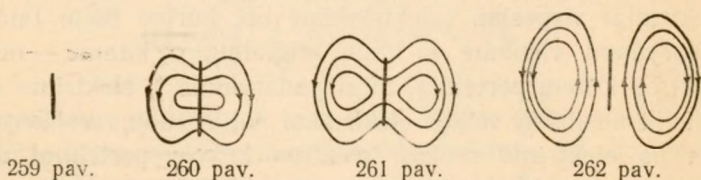
Taigi keliant bet kurioje erdvės vietoje periodinį elektromagnetinį trikdymą, pvz., elektrinius virpesius, aplinkoje sklinda *elektromagnetinės*, arba *elektrinės*, bangos.

§ 121. ELEKTRINIAI VIRPESIAI ATVIRAME KONTŪRE

Periodinius elektromagnetinius trikdymus, tai yra elektromagnetinio lauko kitimą, galime sukelti įvairiais būdais. § 113 kalbėjome apie elektrinius virpesius uždaramame kontūre. Dabar susipažinkime su elektriniais virpesiais atviraime kontūre, kurį sudaro tiesus laidininkas. Tokiame laidininke taip pat gali vykti elektriniai virpesiai. Įelektrinkime bet kuriuo būdu laidininką, sudarydami viename jo gale teigiamų, o kitame — neigiamų elektros krūvių perteklių, taigi padarykime jį elektriniu dipoliu. Kai tik nustos jį veikęs elektriškai poliarizuojąs veiksnys, pvz., išorinis elektrinis laukas, elektros krūvių pertekliai stengsis neutralizuotis. Neigiamajame laidininko gale esą elektronai bėgs į teigiamąjį laidininko galą. Tokiu būdu laide gauname elektros srovę, kuri bėgs kurį laiką, kol elektros krūvių perteklius išsilygins. Bėgant elektros srovei, susidarys magnetinis laukas, kurio jėgų linijos apjuosia laidininką. Veikdamas grįžtamuoju indukcijos būdu patį laidininką, šis magnetinis laukas pagal Lenco dėsny silpnins stiprėjančią elektronų srovę. Tačiau kai tik elektros krūviai neutralizuosis ir išnyks elektros srovė sukelias elektrinis laukas, pradės nykti ir magnetinis laukas pagal

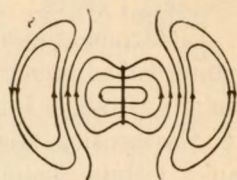
Lenco dėsnį, nykdamas palaikys pirminės krypties elektros srovę. Šio magnetinio lauko grįžtamojo induktyvaus veikimo dėka tam tikras elektronų skaičius nubėgs į anksčiau teigiamai įelektrintą laidininko galą, kuriame dabar susidarys neigiamojo krūvio perteklius, o magnetiniam laukui visai išnykus, vyksmas vėl pasikartos, tik jau priešinga kryptimi. Ir laidininke gausime elektrinius virpesius. Tokį laidininką vadiname *virpančiu elektriniu dipoliu*, arba *osciliatoriumi*.

Pamėginkime susidaryti sau elektrinio ir magnetinio laukų vaizdą osciliatoriaus aplinkoje. Vyksmo pradžioje bei kiekvieną kartą kintant elektros srovės kryptčiai, artimiausioje osciliatoriaus aplinkoje turėsime tik elektrinį lauką. Jo jėgų linijos eis iš teigiamojo osciliatoriaus galo į neigiamąjį. O įvykus visiškai elektros krūvių pertekliaus neutralizacijai, elektrinis laukas išnyksta. Tuo akimirksniu laidininku bėga stipriausia elektros srovė, taigi laidininko aplinkoje atsiranda magnetinis laukas. Tarpinio būvio metu, vykstant pačiai krūvių neutralizacijai, laidininko aplinkoje yra ir elektrinis, ir magnetinis laukai, iš jų vienas stiprėja, o kitas silpnėja. Taigi ir šiuo atveju turime elektrinės ir magnetinės energijos kitimus, kaip ir uždaro virpamojo kontūro atveju. Nuolatinis elektrinio ir magnetinio vektorių kitimas artimiausioje osciliatoriaus aplinkoje sudaro vadinamąjį elektromagnetinį trikdymą. Toks periodinis trikdymas, kaip jau kalbėjome § 120, sklinda erdvėje šviesos greičiu elektromagnetinių bangų pavidalu. Osciliatorių supančią erdvę pripildo periodiškai kintamas elektromagnetinis laukas. Vadinasi, osciliatorius



spinduliuoja energiją į erdvę. 259—263 pav. pavaizduotas elektrinio lauko sklaidimas į erdvę. Elektros krūviams išsilyginus, osciliatorius yra neįelektrintas (259 pav.). Praėjus laikui $t = \frac{T}{4}$, osciliatoriaus galuose susitelkia didžiausi elektros krūviai, tada iš galų eina didžiausias elektrinių jėgų linijų skaičius (260 pav.). Po to jėgų linijų skaičius mažėja, joms atitrūkstant nuo osciliatoriaus ir užsidarant (261 pav.). Atitrūkusios sūkurinės elektri-

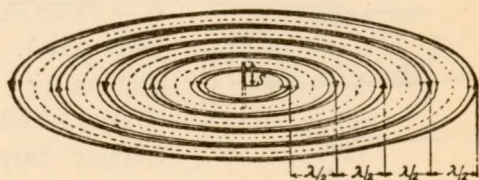
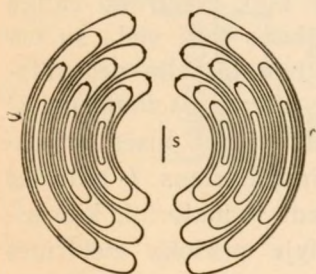
nės jėgų linijos apjuosia kintamojo magnetinio lauko jėgų linijas ir sklinda į erdvę kaip savarankus statinys (262 pav.). Praėjus pusei periodo visos elektrinio lauko jėgų linijos yra nuo dipolio atitrūkusios. Toliau vyksmas kartojasi. 263 pav. pavaizduotas toliau nusklidusių nuo osciliatoriaus elektrinių jėgų linijų statinys. Pildnesniam vaizdui susidaryti reikia 264 paveikslą, *a*, papildyti magnetinio lauko jėgų linijomis, kurių pusiaujinį piūvį matome 264 pav., *b*. Jei paveikslų vaizdus sudėtume taip, kad jie sudarytų vientisą vaizdą, tai ir matytume sklindančio elektromagnetinio lauko jėgų linijų eigą.



263 pav.

Osciliatorius virpa slopinamai. Slopinimą sukelia džiaulinė šiluma ir išspinduliuojamoji į erdvę energija. Antrąjį slopinimo faktorių vadiname *spinduliavimo slopinimu*.

Tokiu būdu, atviras virpamasis kontūras, kokį sudaro osciliatorius, yra elektromagnetinių bangų spinduliuotojas. Jis beveik visą savo energiją išspinduliuoja į erdvę. Induktyvus grįžtamasis magnetinio lauko veikimas yra nežymus. Visai kitas sąlygas turime uždarame virpamajame kontūre (§ 113). Jame indukuotam magnetiniam laukui nykstant, jo energijos didžiausia dalis induktyviu keliu vėl grįžta į virpamąjį kontūrą ir susitelkia talpumo elektriniame lauke, ir tik labai maža tos energijos da-



264 pav.

lis išspinduliuojama į erdvę elektromagnetinėmis bangomis. Taigi uždaro virpamojo kontūro spinduliavimo slopinimas nedidelis.

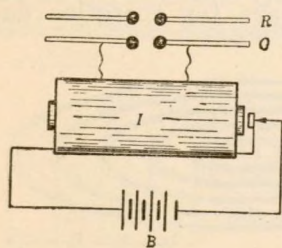
Elektrinėms bangoms pasiūsti naudojamas atviras kontūras. Siunčiamųjų radijo (telefono bei telegrafo) stočių atvirąjį kontūrą sudaro antenos kontūras, o pati antena yra osciliatorius;

spinduliavimui sustiprinti antrąjį antenos kontūrą induktyviškai suriša su uždaru kontūru. Pastarajame visą laiką palaikomi stiprūs virpesiai, tiekiant jam vienu ar kitu būdu energiją. Uždarojo kontūro suteikta atvirajam kontūrai energija išspinduliuojama į erdvę.

Elektromagnetinių bangų lauke, kintant elektrinio lauko stiprumui, sužadinamos poslinkio elektros srovės (§ 117), o jei tame lauke pasitaikys laidininkas, tai jame kils laidumo elektros srovė. Pastarosios stiprumo ir krypties kitimas atitinka elektrinio lauko kitimą. Taigi tokiame laidininke bus sužadinti priverstiniai elektriniai svyravimai. Jis bus elektrinių bangų imtuvas. Vietoje tiesaus laidininko galima paimti kelių vijų ritę (rėminę anteną). Jos vijų plokštumą pakreipiama ateinančios bangos kryptim. Šiuo atveju veikia elektromagnetinės bangos magnetinis laukas. Ritę skrodžia kintamas magnetinis laukas, kuris indukuoja elektrovaros jėgą. Surišus tokią anteną su uždaru kontūru, pastarajame rezonanso atveju taip pat sužadinami virpesiai. Šiuo principu remiasi radijo bangų priėmimas.

§ 122. HERCO TYRIMAS. STOVINČIOS ELEKTROMAGNETINĖS BANGOS

1886—1888 m. Hercas sukėlė elektromagnetinio lauko teorijos numatytas elektromagnetines bangas ir tuo patvirtino šios teorijos išvadas. Savo tyrimus jis atliko taip. Elektrinių bangų

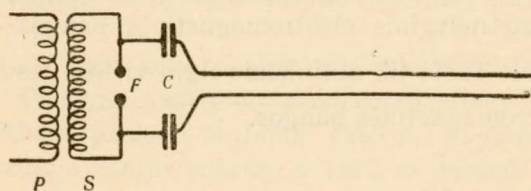


265 pav.

spinduliuotoju buvo tiesi viela su nedideliu kibirkštiniu tarpeliu per vidurį — vadinamas *Herco oscilatorius O* (265 pav.). Abi vielos pusės prijungiamos prie induktoriaus *I* antrinės apvijos. Veikiant induktoriui, kibirkštiniame tarpelyje prašoka elektrinės kibirkštėlės, ir tuo būdu sužadinami oscilatoriuje stipriai slopinami elektriniai virpesiai (§ 58), kurie sklinda erdvėje elektromagnetinių bangų pavidalu. Šias bangas Hercas stebėjo *rezonatorium R*, kurį sudarė keturkampiu išlenktas vielos kontūras su kibirkštiniu tarpeliu. Kai oscilatoriaus ir rezonatoriaus virpėjimų periodai vienodi, tai oscilatoriaus virpėjimai sukelia virpėjimus rezonatoriuje, ir kibirkštiniame tarpelyje galime stebėti

kibirkštį. Šiuo būdu stebėdamos rezonatoriuje kibirkštėlę net 6 m nuotolyje nuo osciliatoriaus, Hercas parodė, kad sukeltos elektromagnetinės bangos sklinda erdvėje, atsispindi, lūžta, kaip šviesos spinduliai. 1890 m. Branlis pasiūlė kitą būdą elektrinėms bangoms susekti. Jis pastebėjo, kad laisvai supiltų metalinių miltelių elektrinis laidumas padidėja, jei jie „nušviečiami“ elektromagnetinėmis bangomis. Tuo pasinaudojant, buvo padirbtas kohereris; jį sudaro stiklinis su metaliniais milteliais vamzdelis, į kurį įvesti du elektrodai. Kohereris įjungiamas į elektrinio skambučio grandinę. Paprastai skambutis neveikia, nes pro kohererį tepraeina silpna elektros srovė. Pastarąjį nušvietus elektromagnetinėmis bangomis, jo laidumas padidėja, srovė sustiprėja ir skambutis suskamba. Sutrenkus kohererį, elektros srovė vėl nutrūksta.

Sudarykime virpamąjį kontūrą iš induktoriaus antrinės apvijos S , dviejų kondensatorių C ir kibirkštinio tarpelio F (266 pav.) ir prailginkime jį prijungtomis prie kondensatoriaus dviem ilgomis vielomis. Induktoriui veikiant, kondensatoriai įsielektrina tiek, kad kibirkštiniame tarpelyje prašoka kibirkštėlės. Šioms prašokant, virpamajame kontūre sukeliama kontūro dažnumo virpesiai. Parinkę tinkamą vielų ilgį, galime stebėti tokį reiškinių. Ant vielų uždėkime be elektrodų neonu užpildytą vamzdelį ir stumkime jį išilgai vielų. Kai kuriose vietose vamzdelis



266 pav.

aiškiai švyti, o kitose jis visai tamsus. Stumdami jį išilgai vielų, galime aiškiai nustatyti stipriausio švytėjimo ir tamsos vietas, kurios kartojasi periodiškai. Šis tyrimas parodo, kad tarp vielų periodiškai kinta elektrinio lauko stiprumas, taigi ir įtampa. Kur vamzdelis visai užgęsta, nešviečia, ten nėra tarp vielų nei elektrinio lauko, nei įtampos. Tokias vielų vietas galime sujungti tarp savęs, perdėdami skersinę vielėlę. Tai visiškai nepakeičia reiškinių.

Čia gautasis reiškiny's visiškai atitinka mechanikoje nagrinėtą stovinčių bangų reiškinį. Šiuo atveju turime *stovinčią elektromagnetinę bangą*, kuri susidaro, atsispindėjęs elektriniams virpesiams nuo vielų galų ir jiems susidėjus su vielomis pirmyn sklindančiais virpesiais. Tokioje stovinčioje elektromagnetinėje bangoje turime elektrinės įtampos mazgus ir pūpsnius. Jie nutolę tarp savęs per $\frac{\lambda}{2}$. Abiejų vielų atitinkamuose taškuose elektrinių virpesių fazės skiriasi 180° , todėl įtampos mazguose elektrinio lauko stiprumas lygus nuliui, o pūpsniuose jis yra didžiausias.

Nuotolis tarp artimiausių mazgų arba pūpsnių lygus sklindančios vielomis elektromagnetinės bangos pusbangiui $\frac{\lambda}{2}$. O žinodami virpėjimų kontūro talpumą C ir jo induktyvumą L , galėsime iš formulės (109,1) apskaičiuoti v , ir iš formulės $u = v\lambda$ bangos sklidimo greitį u . Laidžiose vielose u artimas šviesos sklidimo greičiui, nes elektromagnetinio lauko sklidimą išilgai vielos sąlygoja atsirandančių tarp vielų poslinkio elektros srovių induktyvūs veikimai, kurie sklinda šviesos greičiu.

Elektrinės įtampos mazguose turime elektros srovės stiprumo pūpsnius vielose, ir atvirkščiai. Laisvame vielos gale visada turėsime srovės stiprumo mazgą, taigi, įtampos pūpsnį. O tose vietose, kur kondensatoriaus įsielektrtinimo bei išsielektrtinimo srovės įeina į vielą, bus srovės pūpsnis. Tokiu būdu, vielose visada susidaro nelyginis elektromagnetinės bangos ketvirtadalių $\frac{\lambda}{4}$ skaičius. Todėl tik atitinkamo ilgio vielose tesusidaro stovinčios elektromagnetinės bangos.

XV SKYRIUS

RADIJAS IR JO TAIKYMAI

§ 123. RADIO IŠRADIMAS. RADIOTELEGRAFIJA

Herco gautos elektromagnetinės bangos sukėlė didelį susidomėjimą. Herco tyrimas buvo kartojamas įvairiais būdais daugelio kraštų fizikos laboratorijose. Hercas ir daugelis kitų fizikų, siekdami tyrimais patikrinti Maksvelo teorijos tvirtinimą, kad šviesos bangos turi taip pat elektromagnetinių bangų prigimtį, stengėsi gauti kuo trumpesnes elektromagnetines bangas ir tuo būdu priartėti prie šviesos bangų. Hercas sukėlė 60—600 cm, o Lebedevas 1895 m. gavo jau 6 mm ilgio elektromagnetines bangas. TSR Sąjungoje Glagoleva-Arkadjeva 1923 m. sukėlė elektriniu būdu trumpiausias (0,08—0,1 mm) elektromagnetines bangas, kurios užpildė tarpą tarp ilgųjų infraraudonųjų spindulių, kurių ilgis siekia 0,3 mm, ir mikroradijo bangų.

Visai kitą tyrimo kelią pasirinko radijo išradėjas Popovas.

1889 m. Popovas pamėgino elektromagnetines bangas panaudoti ženkluams pasiųsti be laidų. 1895 m. jis pademonstravo pirmąjį pasaulyje radijo imtuvą, o 1896 m. pirmas pasiuntė ir priėmė radiogramą per 250 m. Taip buvo išrastas būdas elektromagnetinėms bangoms praktiškai panaudoti.

Radiotechnika greitai tobulėjo. Jos vystymesi galima pažymėti kelis laikotarpius.

Pirmasis laikotarpis yra radiotelegrafijos bei ilgųjų radijo bangų laikotarpis. Hercas ir Popovas pirmuosius tyrimus atliko trumpomis (60—600 cm) elektromagnetinėmis bangomis. Popovas jau nustatė, kad įjungus į virpėjimų kontūrą anteną, radijo bangų sklaidimo tolis didėja, bet antena kontūre ilgina siunčiamąją bangą. Jau pirmieji radijo tyrimai parodė, kad Žemės paviršius mažiau absorbuoja ilgesnes radijo bangas ir jos sklinda

toliau. Todėl iš pradžių buvo naudojamos tik ilgos (net iki 30 000 m ilgio) radijo bangos.

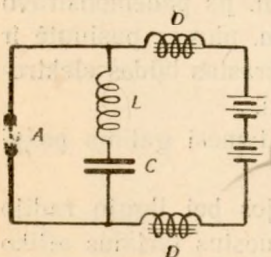
Radijo bangoms sužadinti Popovas ir kiti tyrinėtojai naudojo kibirkštinius bangų generatorius. Elektrinei kibirkštėlei prašokant, virpamajame kontūre sukeliama elektriniai virpesiai. Jie tęsiasi labai trumpą laiką ir užgęsta greičiau, negu spėja susidaryti reikalinga įtampa naujai kibirkštėlei sukelti. Kontūre virpėjimai vyksta serijomis. Taip žadinamas virpamasis kontūras spinduliuoja nevienodo ilgio slopinamas radijo bangas. Vėliau kibirkštinius generatorius pakeičia lankiniai bei aukšto dažnumo generatoriai. Pirmuoju, radiotelegrafiniu radiotechnikos laikotarpiu užkariaujama erdvė. Radijo bangų sklaidimo tolis nuo kelių arba kelių dešimčių metrų išauga iki daug tūkstančių kilometrų, radijo bangos per vandenynus pasiekia kitus žemynus.

§ 124. NESLOPINAMŲ RADIO BANGŲ GENERATORIAI. MODULIAVIMAS

Radiotelegrafui ištobulėjus, radiotechnikos vystymasis nukrypo į radiotelefoniją. Tai sudaro antrąjį radiotechnikos vystymosi laikotarpį.

Radiotelefonija iškėlė neslopinamų radijo bangų sužadinimo klausimą. Tokių radijo bangų pirmaisiais generatoriais buvo lankiniai generatoriai ir aukšto dažnumo elektrinės mašinos.

Neslopinamų virpesių lankinio generatoriaus principas toks. Anglinis elektrinis lankas A kartu su prijungtais induktyvumo



267 pav.

L rite ir talpumo C kondensatoriumi sudaro virpamąjį kontūrą (267 pav.). Elektrinį lanką maitina iš baterijos B imama nuolatinė elektros srovė. Virpesiai kontūre susidaro dėl krintančios elektrinio lanko charakteristikos. Lanko, taigi ir kondensatoriaus, elektrinė įtampa visada šiek tiek kinta. Tarkime, kad tam tikru akimirksniu ji padidėja, o vėliau vėl mažėja iki pirminio dydžio. Tada kiek daugiau įsielektrinęs kondensatorius vėliau virpesiais vėl išsielektrina per elektrinį lanką. Šių elektrinių virpesių dažnumas lygus kontūro virpesių dažnumui. Tais akimirksniais,

kai virpesių elektros srovė bėga maitinamosios elektros srovės kryptimi, virpesių srovė pastarąją sustiprina; dėl krantinčios charakteristikos lanko varža mažėja, o tai sukelia tolimesnį elektros srovės stiprėjimą. Tais akimirksniais, kai virpesių elektros srovė bėga prieš maitinamąją elektros srovę, pastaroji sumažėja. Šiai susilpnėjus, padidėja lanko varža ir tai sukelia vėl srovės silpnėjimą. Tokiu būdu, elektrinis lankas stiprina elektrinius virpesius. Stiprinimas pasiekia ribą, kai baterija patiekia tiek energijos, kiek jos netenka virpamasis kontūras iš dalies ją išspinduliuodamas, iš dalies paversdamas džauline šiluma. Visą laiką energiją tiekiant, t. y. palaikant pastovią įtampą tarp kondensatoriaus plokštelių, susidaro sąlygos neslopiniamiems virpesiams kilti. Įjungtieji nuolatinės elektros srovės grandinės droseliai D neleidžia virpesiams pereiti į šią grandinės dalį.

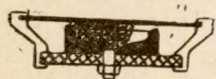
Keisdami induktyvumą L arba talpumą C , keičiame ir kontūro virpesių periodą (§ 109). Tinkamai parinkę šiuos dydžius, galėtume gauti garso dažnumo virpesius. Vykstant virpesiams, periodiškai keičiasi bėgančios lanku elektros srovės stiprumas. Taigi periodiškai kinta lanko temperatūra ir oro slėgimas. Pastarojo periodišką kitimą sklinda ore garso bangomis. Sakome, lankas dainuoja.

Neslopiniamiems virpesiams sukelti buvo naudojami ir aukšto dažnumo kintamosios elektros srovės generatoriai. Jų sukeltų neslopinamų virpesių dažnumas paprastai tam tikrais būdais sudvigubinamas arba suketurgubinamas. Pastarųjų generatorių konstrukcijas Tarybų Sąjungoje tyrė Vologdinas ir kt.

Čia paminėtus neslopinamųjų radijo bangų generatorius greitai pakeitė elektroniniai (lempiniai) generatoriai, kurių svarbiausioji dalis yra radijo lempa (§ 103). Dabar beveik tik jie radiotechnikoje ir tenaudojami.

Elektrinis būdas garsams perduoti, arba telefonija, remiasi *moduliuoimu*. Iš siunčiamosios stoties į priimamąją siunčiamas kintantis elektrinės energijos srautas, kurio energijos kitimas kuo griežčiau atitinka perduodamųjų garsinių bangų oro slėgio svyravimus. Radiotelefonijoje moduliuojame neslopinamųjų radijo bangų amplitudę arba dažnumą, priversdami juos keistis perduodamojo garso dažnumu. Svyravimams moduluoti naudojami *mikrofonai*. Jų konstrukcija yra labai įvairi. Telefonijoje plačiai naudojamas anglinis mikrofonas, sudarytas iš izoliuotų membranos M ir trinkelės T su įduba (268 pav.). Tarp jų įberta

anglies grūdelių. Membrana ir trinkelė sujungtos su elementų baterija. Kalbant į membraną, pastaroji išvirpinama oro bangų; virpėdama ji periodiškai keičia slėgimą tarp anglies grūdelių. Todėl periodiškai kinta mikrofono varža ir bėgančios pro ją elektros srovės stiprumas. Anglinis mikrofonas yra labai jautrus, bet jo moduliacija nėra labai gryna. Šalia anglinių mikrofonų naudojami taip pat šiluminiai, kondensatoriniai ir elektrodinaminiai mikrofonai. Šiluminio mikrofono veikimas remiasi garsiniame lauke padėtos labai plonytės vielelės temperatūros, taigi ir varžos, kitimu. Kondensatori-

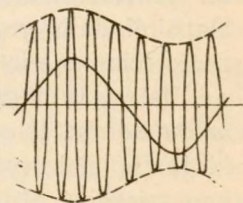


268 pav.

niuose mikrofonuose garsinės oro bangos periodiškai keičia kondensatoriaus talpumą, o šiam kintant, keičiasi sutelktas kondensatoriuje elektros krūvis. Elektrodinaminuose mikrofonuose garsinė oro banga priverčia periodiškai svyruoti pakibusį magnetiniame lauke laidininką, kuriame tokiu būdu indukuojama kintamoji elektros varža. Pastaroji laidininko grandinėje sukelia garsinio dažnumo kintamąją elektros srovę. Tokiu būdu, mikrofonuose sukelti garsinių bangų oro slėgimo svyravimai paverčiami elektros srovės stiprumo kitimais.

Moduliuoti tegalime tik neslopinamųjų bangų amplitudę, nes slopinamųjų bangų amplitudė savaime keičiasi. 269 pav. matome moduliuotos garsiniu dažnumu radijo bangos amplitudės kitimą. Moduliacijos reiškinį galime palyginti su bangų mušimu. Tik viename mušime turėsime labai daug (radijo bangoje nuo 100 iki 20 000) atskirų bangos virpesių. Nuotolis tarp moduliuotos radijo bangos dviejų gretimų didžiausių amplitudžių atitinka moduliuojančios garso bangos ilgį.

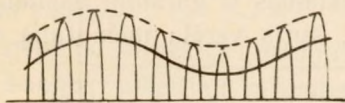
Kad galėtume elektriniu būdu perduodamąjį garsą girdėti, turime sukelti tokios formos (dažnumo ir amplitudės) telefono bei garsiakalbio membranos svyravimus, kurie atitiktų priimamo energijos srauto kitimus. Atrodytų, kad tai galėtume padaryti, įjungę į virpamąjį kontūrą telefoną. Įjungto telefono



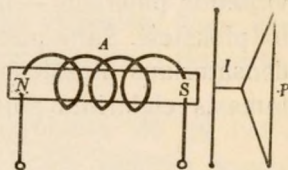
269 pav.

membrana turėtų virpėti pačios radijo bangos dažnumu, jei jos inercija leistų tai daryti, arba dėl inercijos visai nevirpėtų; iš tikrųjų taip ir atsitinka. Iš pradžių reikia išlyginti kontūro virpesius. Išlygintus moduliuotus virpesius pavaizduoja 270 pav.

kreivė. Jie telefoną veikia šiuo būdu. Didelio dažnumo atskiri elektriniai virpesiai nespėja išvirpinti inerciją turinčią telefono membraną; ir pastaroji tepaseka tik tų vienpusiškų elektrinių virpėjimų didesnio skaičiaus vidutinės reikšmės kitimus, o jų vidutinė reikšmė kinta moduliuojančiu, vadinasi, garso bangų, dažnumu. Taigi telefono membrana virpa šiuo dažnumu, nes virpesius išlyginus, ją veikia nors ir kintama, bet visą laiką nukreipta vienon pu-



270 pav.



271 pav.

sėn jėga. Grafiškai membranos virpesius pavaizduoja sinusinė kreivė.

Elektriniams virpesiams išlyginti naudojamos radijo lempos (diodai) arba kristaliniai detektoriai.

Elektros srovės kitimams pakeisti į garsinius oro slėgimo kitimus naudojami *garsiakalbiai*. Jie pasižymi didesniu kaip telefonas akustiniu pajėgumu. Priklausomai nuo jėgos, kuri virpina garsines bangas sukeliantį paviršių, pobūdžio, jie skirstomi į *elektrodinامينius*, *elektromagnetinius* ir *elektrostatinius* garsiakalbius. O pagal sukeltų garsinių bangų sklaidimo būdą erdvėje garsiakalbiai skirstomi į *difuzorinius* ir *vamzdinius* (*ruporinius*). Pirmuosiuose garsiakalbiuose virpančio paviršiaus sukeltos garso bangos sklinda tiesiai į erdvę, antruose jos sklinda vamzdžiu-ruporu.

Iš difuzorinių garsiakalbių labiausiai paplitę yra elektrodinaminiai ir elektromagnetiniai garsiakalbiai. Elektrodinaminių garsiakalbių virpantis paviršius yra pritvirtintas prie susukto į ritę laidininko, kuris yra stipriame elektromagneto magnetiniame lauke. Bėgant laidu kintamo stiprumo elektros srovei, jį veikia periodiškai kintama ponderomotorinė jėga (§ 70), proporcinga laidininko ilgiui ir elektros srovės stiprumui. Ta jėga verčia virpėti patį laidininką ir su juo sujungtą garso bangas sužadinantį paviršių.

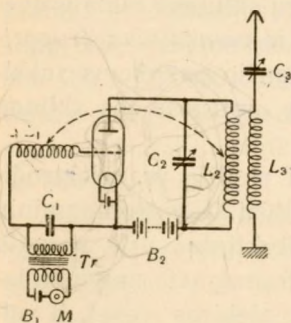
Elektromagnetinį garsiakalbį sudaro permanentinis magnetas *NS*, ant kurio užvyniota apvija *A*. Prieš magneto polių yra padėtas sujungtas su virpančiu paviršiumi *P* inkarėlis *I*

(271 pav.). Bėgant magneto apvija kintamai elektros srovei, magnetinio poliaus stiprumas taip pat kinta. Priklausomai nuo elektros srovės krypties jis stiprėja arba silpnėja. Taigi periodiškai keičiasi ir inkarėlių veikianti traukiamoji jėga. Tokiu būdu išvirpinamas ir garso bangas sužadinęs paviršius.

Elektrostatiniuose garsiakalbiuose garso bangas sukeliantis virpantis paviršius — membrana yra ir oro kondensatoriaus viena plokštelė. Šalia aukštesnės pastovios elektrinės įtampos, kondensatoriaus plokštelėms suteikiamas ir garsinio dažnumo kintamasis elektrinis potencialas, kuris verčia membraną virpėti.

§ 125. RADIO SIŪSTUVAI IR IMTUVAI

Radio bangoms sukelti dabar beveik išimtinai naudojami tik lempiniai siūstuvai. Jų radio lempos pasižymi dideliu galinumu. Paprasto radio siūstuvo schema pavaizduota 272 pav. Radio lempos tinklelis per induktyvumą L_1 ir antrinę transformatoriaus T_r apviją sujungtas su katodu. Lygiagrečiai antrinei apvijai prijungtas kondensatorius C_1 . Su anodu sujungtas sudarytas iš induktyvumo L_2 ir kondensatoriaus C_2 derinamas virpamasis kontūras. Pastarasis prijungtas prie teigiamo baterijos B_2 poliaus. Induktyvumas L_2 induktyviškai surištas su antenos virpamojo kontūro induktyvumu L_3 . Pastarąjį kontūrą sudaro induktyvumas L_3 ir derinamas kondensatorius C_3 . Be to, induktyvumas L_2 taip pat induktyviškai surištas su induktyvumu L_1 (jie yra arti vienas kito). Į pirminės transformatoriaus apvijos grandinę įjungtas mikrofonas M ir baterija B_1 .



272 pav.

Radio lemposje iš katodo į anodą bėga elektronų srovė. Ji visada šiek tiek kinta. Todėl kinta ir kondensatoriaus C_2 įtampa: kiek padidėja arba pamažėja ir vėliau vėl ji atsistato. Esant nedideliam kontūro slopinimui, atsistatant įtampai gaunami elektriniai virpesiai, kurie per L_1 persiduoda tinklelio kontūru ir pačiam tinkleliui. Tinklelio įtampai virpant, virpa tuo pačiu dažnumu ir anodinės srovės stiprumas. Kontūre L_2C_2 virpesiai sustiprėja. Jie sukelia jau didesnį tinklelio įtampos kitimą.

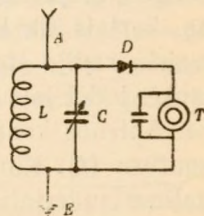
Taigi pati sistema sužadina virpesius. Turime *autogeneruojančią sistemą*. Joje virpesiai sustiprėja tik tam tikru laipsniu: stiprėjimo riba pasiekama, kai sistemos išspinduliuota ir virtusi džaulinė šiluma energija susilygina su sistemai teikiama energija. Tuo atveju apytikriai susilygina anodinės ir tinklelio įtampų svyravimų amplitudės. Tokiu būdu, anodiniame virpamajame kontūre gauname neslopinamus elektrinius virpesius, kurie per induktyvumus L_2 ir L_1 perkeliama į antenos kontūrą ir išspinduliuojami į erdvę.

Elektrinius virpesius moduliuoja mikrofonas M (§ 124). Garso bangos sukeltieji mikrofono grandinėje elektros srovės stiprumo kitimai indukuoja įtampos kitimus transformatoriaus antrinėje apvijoje ir virpamajame kontūre L_1C_1 . Taigi kinta anodinės srovės stiprumas, o tai sukelia kontūro L_2C_2 virpesių amplitudės kitimą garso dažnumu. Tuo pačiu dažnumu moduliota ir išspinduliuojama radijo banga.

Tenka pastebėti, kad ši schema vaizduoja tik neslopinamų radijo bangų sukėlimo principą. Didesnių radijo stočių jungimo schemas yra žymiai sudėtingesnės.

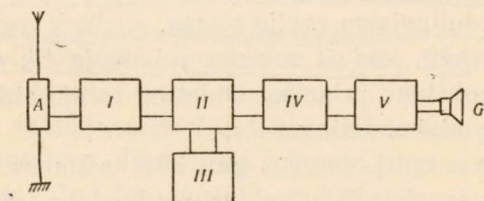
Neslopinamos radijo bangos gali būti taikomos ir radiotelegrafijoje. Morzės abėcėlės ženklus perduodant, moduliuojama elektrinė banga. Tai yra paprasčiausios formos moduliacija. Pakankamai sustiprinę priimtuosius virpesius, galime jais tiesiog paveikti automatiškai užrašančius Morzės ženklus arba abėcėlės raidžių įrenginius.

Paprasčiausi radijo imtuvai yra *detektoriniai*. Jų schema pa-
vaizduota 273 pav. Sudaryta iš induktyvumo L ir kintamo talpu-
mo C virpamąjį kontūrą galima suderinti su
antenos A priimamų radijo bangų dažnumu. Tada kontūre sužadunami elektriniai virpesiai. Kondensatoriaus įtampai kintant, telefono
grandinėje bėga detektuoto dažnumo pulsuo-
janti elektros srovė. Detektorius D tepralei-
džia ją tik viena kryptimi. Virpamasis kontū-
ras įžeminamas. Tokiame radijo imtuve tele-
fono membranai išvirpinti naudojama tik ne-
didelė priimančios radijo bangos energija, todėl juo tegalime
klausyti tik arti esančias radijo stotis. Nuotolis priklauso nuo
siunčiamosios stoties galingumo.



273 pav.

Žymiai stipresni yra *lempiniai radijo imtuvai*, kurie dabar labai plačiai yra paplitę. Juose radijo lempos naudojamos ir stiprinimui, ir lyginimui. Pirmieji tokie radijo imtuvai buvo sukonstruoti jau 1913 m. Iki 1922 m. daugiausia buvo naudojami *regeneratyvinės*, arba *grįžtamojo ryšio*, schemos imtuvai. Šios schemos imtuvų trūkumas yra tas, kad, esant stipriam grįžtamajam ryšiui, jie pajėgdavo spinduliuoti elektros energiją, tuo sukeldami trukdymus. Vėliau įsivyravo radijo imtuvų gamyboje *superheterodininė schema*. Šios schemos radijo imtuvai ir dabar yra laikomi pagrindiniu radijo imtuvo tipu. Superheterodininės schemos esmė yra tokia. Imtuvo antenos priimti aukšto dažnumo virpesiai imtuve detektuojami į tarpinio kiek žemesnio dažnumo virpesius, kurie ir sustiprinami. Šie tarpinio dažnumo sustiprinti virpesiai dar kartą detektuojami į žemo dažnumo virpesius.



274 pav.

Pastarieji vėl stiprinami ir išlyginti perduodami į telefoną arba garsiakalbį. 274 pav. pavaizduota superheterodino blokinė schema.

Siunčiamosios radijo stoties antenos išspinduliuotos radijo bangos, atėjusios iki imtuvo antenos, pastarojoje indukuoja silpną, kartais tik kelių mikrovoltų įtampą. Imtuvo antena *A* yra įvairių radijo stočių išspinduliuojamų elektromagnetinių bangų lauke, todėl joje indukuojama skirtingo dydžio ir dažnumo įtampa. Antenos kontūras induktyviškai surištas su aukšto dažnumo kontūru (*I*). Kintamuoju kondensatoriumi šio kontūro dažnumą galime suderinti su antenos kontūro kurių nors virpesių dažnumu. Tada šio dažnumo virpesiai aukšto dažnumo kontūre indukuoja kiek stipresnę įtampą. Taip išskirti tam tikro dažnumo f_a virpesiai sustiprinami ir maišytuve (*II*) sudedami su heterodino (*III*) — mažo pagalbinio generatoriaus sukeliama ir sustiprintais taip pat aukšto, bet jau kitokio, dažnumo f_o virpesiais.

Jų dažnumas yra 110—130 kHz arba 465—473 kHz aukštesnis arba žemesnis už virpesių dažnumą f_a .

Dažnumų f_a ir f_o virpesiams susidėjus, gaunami atstojamieji tarpinio dažnumo f_t virpesiai. Tarpinis dažnumas lieka pastovus, kol heterodino ir virpamojo kontūro (I) virpesių dažnumų skirtumas nekinta.

Tarpinio dažnumo f_t virpesiai, sustiprinti tarpinio dažnumo stiprintuvo (IV), detektuojami ir, sustiprinti žemo dažnumo stiprintuvo (V), perduodami į garsiakalbį G .

Dviejų kryptių lygintuvus maitina visas radijo lempas, suteikdamas joms teigiamą anodinę ir kai kurioms jų neigiamas tinklelio įtampas. Be paminėtos čia schemos radijo imtuvuose naudojamos dar ir kitokios, pvz., neutradininės, refleksinės ir kt., schemos.

§ 126. RADIO BANGŲ SKLIDIMAS

Kaip jau minėta, pirmuoju radiotechnikos raidos laikotarpiu buvo naudojamos tik ilgosios radijo bangos. Tačiau jau 1921 m. radijo mėgėjams pavyko susisiekti su tolimomis vietomis ir trumpomis radijo bangomis. Siunčiamosios stoties išspinduliuotos radijo bangos sklinda į erdvę visomis kryptimis. Sklindančios pagal Žemės paviršių (paviršinės) radijo bangos yra Žemės paviršiaus absorbuojamos ir greitai silpnėja. Radijo bangų absorbcija priklauso nuo jų ilgio ir, bangai trumpėjant, ji didėja. Trumpesnės paviršinės radijo bangos 30—50 km nuotolyje jau tiek susilpnėja, kad ir jautresni imtuvai jų nebepagauna. Prasideda vadinamoji tylos juosta (zona), kurios plotis siekia kelis šimtus kilometrų. Bet buvo patirta, kad trumpesnės erdvinės bangos yra girdimos ir žymiai toliau, per kelis šimtus kilometrų. 1902 m. Kenelis ir Hevisaidas nustatė, kad aukštai atmosferoje — jonosferoje, 100—400 km aukštyje yra Saulės spindulių jonizuoti elektrai laidūs oro sluoksniai; tai patvirtino ir vėlesnieji jonosferos tyrimai.

Nustatyta, kad jonosferoje yra du sluoksniai: 100—110 km aukštyje sluoksnis E ir 200—250 km — F sluoksnis. Pasiųstų į jonosferą radijo bangų impulsų dvejinimasis parodė, kad sluoksnyje F banga lūžta dvigubai. Šis radijo bangų dvigubas lūžimas rodo, kad sluoksnyje F elektringos dalelės yra elektronai. Vasaros metu sluoksnis F pasiskirsto į sluoksnius F_1 ir F_2 . Be to, kartais ilgesnį arba trumpesnį laiką pastebimi atspindžiai nuo

įvairaus aukščio kitų jonosferos sluoksnių. Šie atspindžiai yra atsitiktinio pobūdžio ir dažniausiai pasitaiko per jonosferines audras.

Radijo bangos, pasiekusios jonosferos sluoksnius, atsispindi ir grįžta atgal į Žemę, kaip aidas. Toks aidas pirmą kartą buvo išmatuotas 1927 m., pasiuntus trumpomis bangomis telegrafinius ženklus į erdvę. Aidas atsiliepė po kelių sekundžių.

Šalia aido 1926 m. buvo susekti apibėgantieji aplink Žemę radijo impulsai. Paaiškėjo, kad radijo impulsai gali kartais apibėgti aplink Žemę net kelis kartus. Apibėgimo laikas yra apie $\frac{1}{7}$ s. Jis kiek didesnis už radijo bangos sklidimo trukmę aplink Žemę paviršiumi. Radijo bangos aplink Žemę sklidimas šiuo metu aiškinamas dvejopai. Vienas aiškinimas sako, kad bangos sklinda apskrita trajektorija jonosferos aukštyje, kitas — radijo bangos sklinda laužyta linija, daug kartų atsispindėdamos nuo jonosferos ir Žemės paviršiaus.

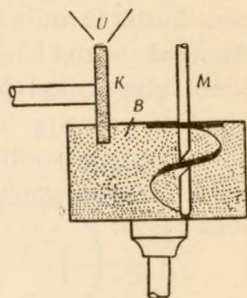
Nuo 1924 m. prasideda trumpųjų radijo bangų laikotarpis. Jų reikšmę padidino dar ir ta aplinkybė, kad aprūpintos specialiomis (rombinėmis bei daugiapolinėmis) kryptinėmis antenomis siunčiamosios stotys trumpąsias radijo bangas gali pasiųsti tam tikra pasirinkta kryptim, kaip šviesos spindulių pluoštą galime nukreipti tam tikra linkme atšvaitiniais veidrodžiais.

§127. ULTRATRUMPŲJŲ RADIO BANGŲ GENERATORIAI

Pastaraisiais dešimtmečiais plačiai pradėtos naudoti moksliniuose tyrimuose (radioastronomijoje, radiospektroskopijoje ir kt.) ir praktikos reikalams (radiotelevizijoje, radiolokacijoje ir kt.) ultratrumposios (100—0,1 cm ilgio) radijo bangos, ir jų reikšmė kas dieną auga. Todėl pravartu bent trumpai susipažinti su jų sužadinimo būdais.

1. Masinis spinduliuotojas. Hercas, sužadindamas tiesinį kibirkštinį vibratorių, sukėlė trumpas ($\lambda=60$ cm) elektromagnetines bangas. Kiek vėliau Lebedevas tuo pačiu būdu gavo $\lambda=6$ mm ilgio bangas. Bet šiuo būdu sukelti dar trumpesnes bangas nebebuvo vilties, nes, mažėjant vibratoriaus matmenims, mažėja ir sukaupiama jame energija ir ji pasidaro labai maža. Šio amžiaus pradžioje Glagoleva-Arkadjeva labai trumpoms radijo bangoms sukelti pasiūlė „masinį spinduliuotoją“ (275 pav.). Nedidelio skritulėlio K kraštas panertas į alyvą B su įmerktomis

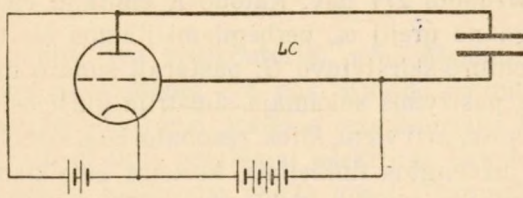
į ją metalo piuvėnėlėmis. Sukant skritulį aplink gulsčią ašį, alyva padengia plonu lanku skritulio kraštą. Dviem šio lanko taškams suteikiama aukšta įtampa U , kuri sukelia kibirkštinį išsielektrinimą tarp piuvėnėlių. Piuvėnėlės visą laiką keičiamos, tai nors jos ir gali sudegti, bet tas darbui nenkenkia. Maišiklis M visą laiką maišo alyvą.



275 pav.

Sukeltas elektromagnetinis spinduliavimas yra nemonochromatinis. Jis susideda iš įvairaus ilgio bangų. Atskirų bangų ilgis priklauso nuo piuvėnėlių dydžio; piuvėnėlių dydį atitinkančios bangos yra stipriausios ir gali būti išskirtos iš viso spinduliavimo spektro. Masinio spinduliuotojo išspinduliuotų bangų ilgis svyravo tarp 50—0,082 mm. Tačiau šiuo būdu gaunamų ultratrumpų bangų stiprumas yra nedidelis.

2. *Stabdančio elektrinio lauko generatorius.* Lempinio generatoriaus teorija rodo, kad pralekiant elektronams tarp lempos elektrodų, kad ir per trumpą, bet baigtinį laiką, suardomi faziniai santykiai, kurie būtini svyravimams palaikyti. Ir tai kliudo kilti labai aukšto dažnumo virpesiams, nors jų dažnumas ir atitiktų virpamojo kontūro ypatybes (§ 113). Todėl ultraaukšto dažnumo virpesiams gauti naudojamas šis metodas: elektronai



276 pav.

pagreitėja, prabėgdami pastovią įtampą, o vėliau stabdomi kinetinio elektrinio lauko. Atiduodami pastarajam savo kinetinę energiją, jie papildoma aukšto dažnumo energijos nuostolį, kurį sudaro neišvengiamos aktyviosios varžos (ir spinduliavimas) ir tokiu būdu visą laiką palaiko virpesius. Nors šiomis sąlygomis ir nebūtini specialūs induktyvumo ir talpumo (LC) kontūrai, bet jie visada pagerina generavimo sąlygas.

Toks yra, pvz., stabdančio elektrinio lauko ultratrumpųjų bangų generatorius (276 pav.). Radijo lempos tinkleliui sutei-

kiama aukšta pastovi teigiama, o jos anodui — nedidelė neigiama (arba nulinė) įtampa. Tokioje grandinėje gaunami virpesiai, kurių dažnumas lygus sudaryto iš dviejų laidų sistemos kontūro (LC) dažnumui.

Sujungiant grandinę, kontūrai suteikiamas elektrinis impulsas, kuris kontūre sukelia jo pagrindinio dažnumo virpesius. Anodinė ir tinklelio įtamos kinta, keičiasi ir elektronų judėjimo sąlygos. Kelyje nuo katodo tinklelio link elektronai įgauna kinetinę energiją ir atitinkamomis sąlygomis jie gali atiduoti savo energiją kontūrai ir tuo palaikyti jame kilusius virpesius. Tarp generuojamo dažnumo f ir tinklelio įtamos U_g išsilaiko toks ryšys:

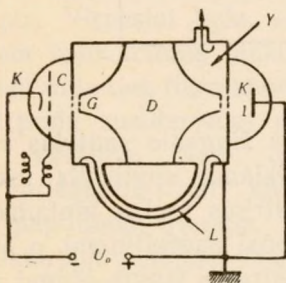
$$f = k \sqrt{U_g}.$$

Čia dydis k priklauso nuo radijo lempos matmenų. Šiuo būdu sukeliamų virpesių galingumas yra labai nedidelis, todėl jis praktikoje netaikomas.

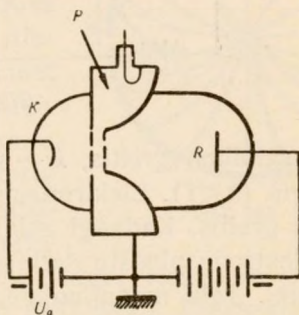
3. Klistronas. Ultratrumpoms radijo bangoms sukelti dabar dažnai naudojamas klistronas.

Klistrone nenutrūkstamu srautu lekiančių elektronų greitis taip paveikiamas, kad jų sraute susidaro elektronų tankio periodiniai kitimai, elektronų sanglaudos. Tokie elektronų srovės tankio kitimai yra tolygūs srovės impulsams. Dvikontūrio klistrono schema pavaizduota 277 pav. Katodo K emituoti elektronai pagreitėja ir įgauna greitį v_0 , perbėgdami įtampą U_a tarp katodo ir pirmojo kontūro-skirstytuvo G ; pastarąjį sudaro tuščiaviduris rezonatorius, pasižymįs sukamąja simetrija gulsčiosios ašies atžvilgiu. Dviejose, t. y. viena kitos, rezonatoriaus sienelėse padarytos angelės, uždengtos tinkleliais, kuriems suteikiama kintama įtampa. Pastaroji pakeičia elektronų greitį dydžiu $v_m \cdot \cos \omega t$, čia $v_m < v_0$. Praėję skirstytuvo tinklelius elektronai skrieja dreifo ertme D , kur nėra jokių elektrinių laukų. Elektronai, išlėkę iš skirstytuvo greičiu $v_0 + v_m$, paveja elektronus, kurie išlekia iš jo greičiu $v_0 - v_m$, nes, keičiantis skirstytuvo tinklelių įtampai, elektronų greitis didėja nuo $(v_0 - v_m)$ iki $(v_0 + v_m)$. Tam tikrame nuotolyje nuo skirstytuvo elektronų tankis sraute padidėja, susidaro elektronų sanglauda. Sanglaudų vietoje talpinami antrojo kontūro, vadinamo gaudiklio — tuščiavidurio rezonatoriaus Y , tinkleliai. Elektronų sanglaudos eina viena paskui kitą. Jų veikimas ekvivalentiškas srovės impulsų veikimui; jis sukelia gau-

diklyje priverstinius virpesius, kurių dažnumas atitinka elektronų sanglaudų dažnumą. Kai pastarasis atitinka rezonatoriaus savąjį dažnumą, dėl rezonanso gaudiklyje susidaro ypač stiprūs virpesiai. Elektronų sanglaudos gaudiklyje stabdomos (pagal Lenco dėsnį) ir atiduoda jam savo kinetinę energiją elektromagnetinių bangų energijos pavidalu. Netekę energijos dalies, elektronai kolektoriaus K_1 pašalinami iš klistrono. Jungianti skirstytuvą su gaudikliu koaksialinė linija L sudaro grįžtamąjį ryšį.



277 pav.



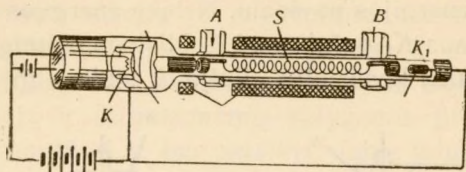
278 pav.

Sutapdinus skirstytuvo pradinių virpesių ir nukreiptų į ją nuo gaudiklio virpėjimų fazes, klistronas susižadina. Arti katodo patalpintas tinklėlis C moduliuoja virpesių amplitudę. Dvilaidžia sistema (išėjimas) virpesių energija iš gaudiklio perduodama toliau.

Daugiau paplitę yra vienkontūriai, arba atspindžio, klistronai. Jų schema pavaizduota 278 pav. Katodo emituoti ir įtampos U_a pagreitininti elektronai pralekia rezonatoriaus P tinklėlius ir skrieja atšvaito R link, neigiamai įelektrinto katodo atžvilgiu. Nepasiekę atšvaito, elektronai grįžta atgal į rezonatorių, kuris jiems tampa gaudikliu. Atidavę savo energiją, elektronai nugula ant jo tinklėlių ir nueina į žemę. Elektronai išlekia iš skirstytuvo tam tikrais laiko tarpais ir skirtingu greičiu. Praėję nevienodo ilgio kelius atšvaito kryptimi, jie grįžta į gaudiklį nevienodais laiko tarpais. Todėl susidaro elektronų sanglaudos, kaip ir dvikontūriame klistrone. Atspindžio klistronais galime sužadinti silpnas (vato galingumo) milimetrines bangas.

4. *Bėgančios bangos radijo lempa.* Tokiu pat principu veikia ir bėgančios bangos lempa (279 pav.). Elektronų patrankėlė K emituoja siaurą elektronų pluoštą, kuris sklinda išilgai sole-

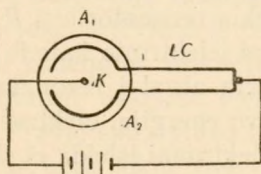
noido S ir patenka į kolektorių K_1 . Fokusuojančios ritės išilginis magnetinis laukas neleidžia jam išsiplėsti. Į kairįjį (A) spiralės galą bangolaidžiu paduodamas radijo signalas. Sukelta banga sklinda spirale. Tokiu būdu susidaro išilginis elektrinis laukas, kuris sklinda išilgai ašies apytikriai greičiu kc , kur c yra



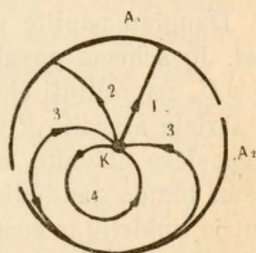
279 pav.

šviesos sklaidimo greitis, k — spiralės žingsnio santykis su jos vijos ilgiu ($k < 1$). Elektronams suteikiamas apytiksliai toks pat pradinis greitis. Kadangi ašinis elektrinis laukas kintamas, tai vienų elektronų pluošto dalių elektronai pagreitinami, o kitų — sulėtinami. Taip moduluojamas elektronų tankis išilgai ašies. Moduluotas elektronų pluoštas slinkdamas sukelia indukciją spiralės vijose. Tai sustiprina virpėjimus joje. Sustiprintas signalas paimamas dešiniame (B) spiralės gale. Lempa veikia kaip stiprintuvas. Jei sudarytume tarp spiralės galų grįžtamąjį ryšį, ji pasidarytų generatoriumi.

5. *Magnetroninis ultratrumpųjų bangų generatorius.* Šio generatoriaus pagrindinę dalį sudaro *magnetronas*. Paprasčiausio magnetrono schema pavaizduota 280 pav. Katodą K apgaubia cilindrinis išilgai



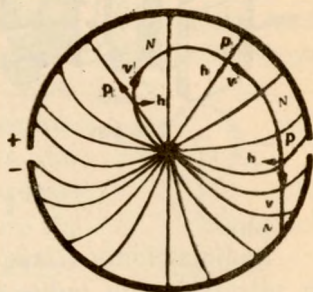
280 pav.



281 pav.

sudaromosios perpiautas į dvi (arba keturias) dalis A_1 ir A_2 anodas, prie jų prijungta dvilaidė trumpai sujungtos linijos atkarpa LC . Anodui suteikiama pastovi teigiamoji įtampa. Lempa talpinama į pastovų magnetinį lauką; jo kryptis lygiagreti anodo ašiai. Be magnetinio lauko emituoti elektronai skrietų cilindrinio anodo radiusais (281 pav., 1 linija) ir sukurtų

tam tikro stiprumo anodinę srovę. Stiprėjant magnetiniam laukui, elektronų trajektorijos vis smarkiau išlenkiamos (281 pav., 2 linija) ir sustiprėjus jam iki vadinamojo *kritinio lauko* dydžio, elektronų trajektorijos tik pradeda liesti anodą (281 pav., 3 kreivė). Anodinės srovės stiprumas staigiai krinta. Dar labiau sustiprinus magnetinį lauką, elektronai pradeda skrieti apskritimu tarpelektrodinėje ertmėje (281 pav., 4 kreivė) nebepasiekdami anodo. Anodinė srovė išnyksta. Virpesiai kyla, esant stipresniam kaip kritinis laukui; tuomet vėl atsiranda tam tikra anodinė srovė.



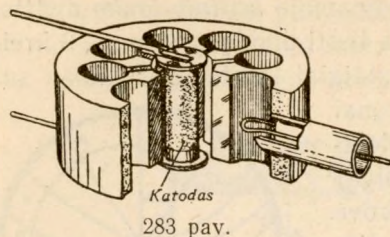
282 pav.

Virpesių susidarymas aiškinamas taip. Tarkime, kad dėl kurių nors priežasčių ant anodų susidarė papildoma įtampa, ir pasekime elektrono judėjimą šiuo atveju. Tegul viršutinio segmento įtampa yra didesnė kaip apatinio (282 pav.). Elektrono trajektoriją vaizduoja juoda kreivė, ir jos atskiruose taškuose nubrėžti elektrono greičio (v), elektrostatinės (p) ir magnetinės (h) jėgų vektoriai. Plonos kreivės vaizduoja elektrinių jėgų linijų pasiskirstymą. Iš pradžių elektronas gauna papildomą kinetinę energiją iš pastovaus elektrinio lauko, vėliau šio lauko darbas pasidaro lygus nuliui. Artėdamas prie tarpelio tarp segmentų laukas stabdo elektroną, ir pastarasis savo energiją atiduoda kontūrai. Trajektorijos kreivumo radiusas keičiasi. Elektronas pereina į mažesnės įtampos segmentą. Taigi kontūro elektros srovės fazė pasidaro priešinga kintamosios elektrovaros jėgos fazei, todėl kontūro virpesių energija auga ir kontūras generuoja.

Tačiau elektronų dalis patenka į viršutinį (daugiau teigiamą) anodo segmentą. Elektronai negrįžtamai perduoda elektriniame lauke savo sukauptą energiją.

Magnetrone tarpelektrodinėje ertmėje yra daug elektronų: viena jų dalis tam tikru akimirksniu skrieja statmenai anodo radiusui, sudarydama žiedinę elektros srovę, kuri pasikeičia energija su kontūru. Elektronų tankis įvairiose žiedo vietose nevienodas, ir sanglaudos vietų skaičius lygus anodo segmentų skaičiui.

Didesniam galingumui ir aukštesniems dažnumams gauti paprastai didinamas anodo kamerų skaičius. 283 pav. pavaizduotas 8 kamerų magnetrono ašiai statmenas anodo skerspiūvis.



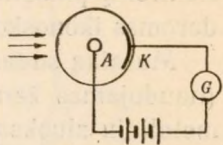
Daugiakamerinių magnetronų sužadinamos šimtų vatų (nuolatiniajame režime) arba šimtų kilovatų (impulsiniame režime) galingumo centimetrinės bangos.

§ 128. TELEVIZIJA

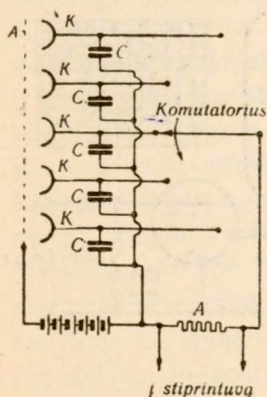
Radiotelefonijos laikotarpį pakeitė trečiasis, radiotelevizijos ir ultratrumpųjų radijo bangų, laikotarpis. Radiotelevizija perduodami judami ir nejudami vaizdai radijo bangomis. Pagrindiniai televizijos principai buvo sukurti dar praeito amžiaus antrojoje pusėje, bet juos praktiškai įgyvendinti pasisekė tik per paskutinius dvidešimt—trisdešimt metų.

Televizinės sistemos pagrindas yra perduodamojo vaizdo analizė siunčiamojame stotyje ir jo sintezė priimamojoje stotyje. Vaizdo analizę sudaro siunčiamojame vaizdo lauko išskleidimas į atskirus mažus elementus knygos puslapio skaitymo tvarka: eilutėmis iš kairės į dešinę ir iš viršaus į apačią. Lygiai tokia pat tvarka vaizdas sudedamas priėmimo stotyje. Analizė ir sintezė turi vykti taip greitai, kad akis nepajęgtų pastebėti atskirų vaizdų pakaitos. Tada stebėtojas matys vientisą paveikslą, kokį mato, pvz., kino ekrane. Perduodamų per 1 s pilnų vaizdų skaičius vadinamas kadro skaičiumi. Mirgėjimas išnyksta, kai kadro skaičius siekia 25—30 per 1 s. Vaizdą perduodant, atskirų vaizdo elementų skleidžiami šviesos srautai šviesos elektrinio modulatoriaus pakeičiami į elektrinius signalus, pvz., kintamo stiprumo elektros srovę. Priėmimo stotyje elektrinis šviesos modulatorius elektrinius signalus pakeičia į kintamo stiprumo šviesos srautus, kurie ekrane duoda juodos ir baltos spalvos kontrastinį, o pastaruoju metu ir spalvinį, šviesinį paveikslą. Vaizdo geometriniais iškrypimams išvengti, siunčiamojame vaizdo analizė ir jo sintezė turi būti sinchroniška ir sinfaziška, kitaip tariant, vaizdą išskleidžiantys ir jį sudarantys televizoriaus ekrane spinduliai turi būti visiškai vienodai.

Radiotelevizijos istorijoje išskiriami du laikotarpiai. Pirmuoju laikotarpiu (nuo 1925 iki 1932 m.) vaizdai išskleisti ir jį sudaryti, o vėliau tik vaizdai išskleisti, buvo naudojami mechaniniai įrenginiai: Nipkovo besisukantieji skrituliai su plyšeliais, veidrodiniai būgnai, veidrodiniai sraigčiai ir pan. Šviesos elektrinis moduliatorius yra fotoelementas, kurio veikimas yra pagrįstas vadinamuoju *fotoelektriniu efektu*. Dar praeitame amžiuje Stoletovas nustatė, kad kai kurie metalai, pvz., cezis, rubidis ir kt., trumpesnių bangų šviesos nušviesti vakuume emituoja elektronus. Jei prieš metalinę plokštelę — katodą *K* padėsime antrą elektrodą — anodą *A* ir tarp jų sudarysime potencialų skirtumą (284 pav.), tai, apšvietę katodą trumpų bangų šviesa, gausime elektros srovę — fotosrovę. Jos stiprumas priklauso nuo apšviestumo ir, pastarajam kintant, keičiasi. Tokiu būdu šviesos stiprumo kitimą fotoelementas moduliuoja į elektros srovės stiprumo kitimą. Mechaniniai televizijos įrenginiai neįgijo didesnės praktinės reikšmės. Jie yra per daug sudėtingi, ypač didesniam kadru skaičiui gauti, reikalauja labai stipraus (net iki kelių dešimčių tūkstančių liuksų) siunčiamojo vaizdo apšviestumo.



284 pav.

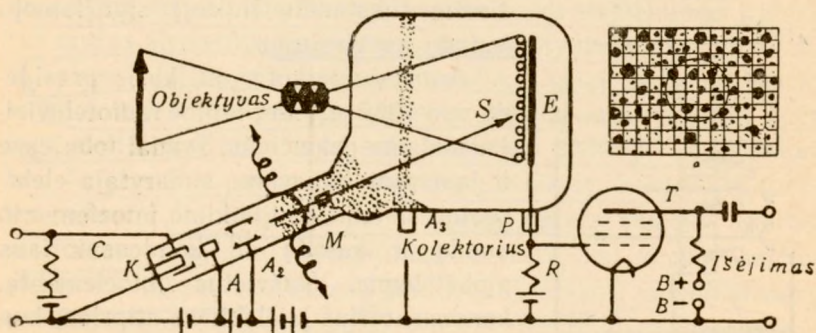


285 pav.

Antruoju laikotarpiu, kuris prasidėjo nuo 1932 m., mechaninė radiotelevizijos sistema pakeičiama žymiai tobulesne ir jautresne Zvorykino sudarytąja elektronine sistema. Sujunkime fotoelemento anodą ir katodą su kondensatoriaus plokštelėmis. Nušvietus fotoelementą, kondensatorių įsielektrins stipriau, kuo fotosrovė bus stipresnė, taigi kuo stipriau bus nušviestas fotoelementas. Kondensatoriuje susitelkusio elektros krūvio dydis priklausys nuo apšviestumo. Dabar įsivaizduokime, kad turime tiek fotoelementų, kiek yra siunčiamojo vaizdo elementų, ir kad kiekvieną fotoelementą nušviečia tik sklindąs nuo vaizdo vieno kurio elemento šviesos pluoštas (285 pav.). Susitelkęs fotoelemento kondensatoriuje elektros krūvis bus tuo didesnis, kuo atitinkąs fotoelementą vaizdo elementas bus šviesesnis. Dabar paeiliui išelektrinkime kondensato-

rius, trumpai sujungdami jų plokšteles. Gausime nevienodo stiprumo elektros srovę. Apšvietumo kitimas verčiamas elektros srovės stiprumo kitimu ir tuo remiasi siunčiamųjų vaizdų analizė. Ji atliekama specialiaame elektroniniame vamzdyje — ikonoskope. Kaip ir kiekvienas elektroninis vamzdis, ikonoskopas (286 pav.) turi elektronų patrankėlę K , anodų sistemą A_1 ir A_2 , magnetinę (arba elektrinę) sistemą M elektronų pluoštui S kreipti. Perduodamo vaizdo atvaizdas sudaromas ikonoskopo ekrane E — mozaikoje.

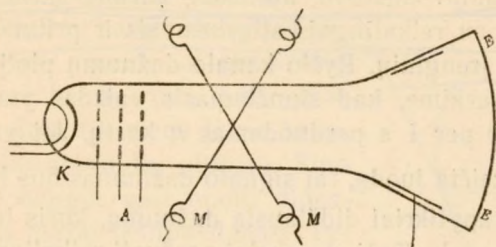
Mozaiką sudaro plona elektrai nelaidi plokštelė (286 pav., a) (naudojamas žėrutis), kurios viena pusė aptraukiama vientisu metaliniu sluoksniu, o antroji, į objektą nukreiptoji pusė apdulkinama mažyčiais, cezio pajautrintais ir tarp savęs izoliuotais sidabro grūdeliais. Jų skaičius siekia 10—12 milijonų 9×12 cm dydžio mozaikoje. Pastarieji yra ir fotokatodas, ir viena kondensatoriaus plokštelė. Antrą, bendrą visiems sidabro grūdeliams, kondensatoriaus plokštelę pavaduoja antroje žėručio plokštelės pusėje vientisinis metalinis sluoksnis. Elektrinio arba magnetinio lauko nukreipiamas elektronų pluoštelis S perbėga trumpu laiku visą atvaizdą eilutėmis ir išelektrina kondensatorius per varžą



286 pav.

R . Įtampos kitimas varžos R galuose sudaro vaizdo elektrinį signalą — videosignalą, kuris sustiprintas pasiunčiamas radijo bangomis į erdvę. Tyrimai parodė, kad, pakeitus mozaikos nelaidžią elektrai plokštelę puslaidžia, ikonoskopo jautrumas didėja. Patobulintuose televiziniuose vamzdžiuose — ortikonuose išskleidimui naudojamas lėtesnių elektronų pluoštelis. Naujieji televiziniai vamzdžiai yra labai jautrūs. Ortikonai gerai dirba, esant tik kelių liuksų apšvietumui.

Televiziniame imtuve, arba televizoriuje, atkuriamas pasiųstas radijo bangomis vaizdas. Televizoriaus priimtas ir sustiprintas vaizdo signalas nukreipiamas į kineskopo (specialaus elektroninio vamzdžio) elektrinį šviesos moduliatorių. Kineskopą sudaro stiklinis vamzdis, iš kurio kuo daugiau išsiurbtas oras (287 pav.)



287 pav.

Jame patalpinti šie pagrindiniai įrenginiai: elektronų patranka *K* ir anodų sistema *A* siauriam elektronų pluošteliui gauti, magnetinis (arba elektrinis) įrenginys *M* šiam pluošteliui nukreipti dviem tarp savęs statmenom kryptim ir nuklotas fluorescuojančia medžiaga (liuminoforu) ekranas *E*. Kritęs į ekraną elektronų pluoštelis sužadina jame šviesią dėmelę. Nukreipiant pluoštelį magnetiniais arba elektriniais laukais, dėmelė priverčiama slinkti ekrane. Bet kuriuo atveju reikia sudaryti du statmenus patrankėlės ašiai laukus. Vieno lauko stiprumas turi periodiškai keistis eilučių, antro — kadrų dažnumu. Lauko stiprumo kitimas toks, kad elektronų pluoštelis perbėgtų visą ekraną eilutėmis pastoviu greičiu ir vėl staigiai grįžtų į pradinę vietą. Taip judėti priverčia piūklinė įtampa. Sudedant spindulio judėjimą dviem statmenom kryptim, susidaro sudėtas iš lygiagrečių eilučių rastas. Šviesios dėmelės šviesumas keičiamas, keičiant išskleidžiančių elektronų pluoštelių stiprumą. Tai atlieka televizoriaus priimtas videosignalas.

Praktiniais sumetimais videosignalas turi būti nestiprus, kad elektronų pluoštelių stiprumo kitimas nepaveiktų šviesios dėmelės matmenų ir nepakeistų jos vietos ekrane.

Siunčiamojo vaizdo ryškumas ir aiškumas priklauso nuo vaizdo elementų, taigi ir eilučių skaičiaus. Prieš antrąjį pasaulinį karą išskleidimo eilučių skaičius pasiekė 450, o dabartiniu laiku Tarybų Sąjungoje naujieji televiziniai įrenginiai vaizdą išsklei-

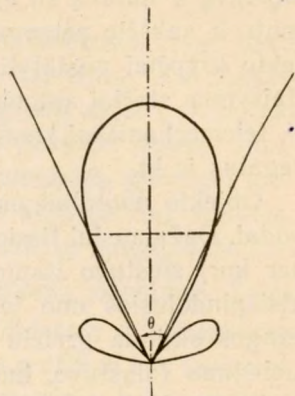
džia į 625 eilutes. Tokiai skleistinei transliuoti jau nebetinka vidutinės bei trumposios radijo bangos.

Kad galima būtų perduoti visą informaciją, reikalingą vaizdui atkurti, ryšio kanalas turi būti pakankamai plačiajuostis. Ryšio kanalas prasideda siunčiamuoju vamzdžiu ir susideda iš video-stiprintuvų, radijo siųstuvo, aplinkos, kurioje sklinda videosignalas, imtuvo su reikalingais stiprintuvais ir priimamojo vamzdžio valdymo įrenginių. Ryšio kanalo dažnumų plotį galime nusakyti taip. Tarkime, kad siunčiamasis vaizdas yra sudėtas iš N elementų ir per 1 s perduodamas n kartų. Jei vaizdo baltas elementas pakeičia juodą, tai signalo dažnumas bus lygus $\frac{nN}{2}$. Šis dydis nusako apytikriai didžiausią dažnumą, kuris turi būti perduotas ryšio kanalu. Tačiau vaizdui perduoti reikalingi ir žemesni iki dydžio n dažnumai, todėl ryšio kanalo dažnumų plotis $f \approx \frac{nN}{2}$. Pvz., kai $N=10^7$, $n=30$, tai $f=1,5 \cdot 10^8$; tada bangos ilgis $\lambda = \frac{3 \cdot 10^{10}}{1,5 \cdot 10^8} = 200$ cm. Todėl vaizdams transliuoti naudojamos ultratrumposios (decimetrinio ir centimetrinio ilgio) radijo bangos. Bet tokio ilgio radijo bangų sklidimo tolis yra nedidelis. Esant normaliam siunčiamosios ir priimamosios stočių antenų aukščiams, šio ilgio bangos pasiekia 50—70 km nuotolius. Tik iškėlus antenas labai aukštai, televizijos stočių veikimo radiusą galima padidinti iki kelių šimtų kilometrų.

§ 129. RADIOLOKACIJA

I trečiąją radiotechnikos vystymosi laikotarpį įsiterpė ketvirtas radiotechnikos — mikroradijo bangų laikotarpis. Šios radiotechnikos vystymąsi ypač pagreitino paskutinio pasaulinio karo iškeltos problemos, jų tarpe radiolokacija, t. y. radijo bangų nespinduliuojančių objektų vietos nustatymas kryptingu radijo bangų pluoštu. Radiolokacijos principas yra toks. Radijo siųstuvo išspinduliuotos bangos, nuėjusios iki bet kurio laidaus objekto, atsispindi nuo jo. Čia turime dvejopą atspindį. Kai objektas yra didelis, palyginus su atspindimos bangos ilgiu, pvz., jūrų arba aukštesniuose atmosferos sluoksniuose jonizuoti oro paviršiai, tai radijo banga atsispindi nuo jo pagal bangų atspindžio dėsnius. Bet kai radijo bangos krinta į nedidelį elektriškai laidų objektą arba jo atskiras dalis, tai jame sukeliamos aukšto dažnumo srovės, ir išspinduliuojamos antrinės radijo bangos. Jos sklinda

į erdvę rutulinėmis bangomis, kurių centre yra jas spinduliuojas objektas. Antrinių radijo bangų ilgis paprastai skiriasi nuo pirminių, jas sukeliančių bangų ilgio. Todėl antrinės bangos gali būti priimtose kaip visai atskiras spinduliavimas. Atsispindėjusių nuo objekto bei jo išspinduliuotų radijo bangų energija paprastai tesudaro tik labai mažą pirminių bangų energijos dalį. Todėl, norint susekti atsispindėjusią bangą, pirminė banga turi būti ypač stipri ir nukreipta tik viena kuria kryptim lygiagrečiu spindulių pluoštu. Šiuo atveju radijo bangos gali nueiti didesnius nuotolius mažai tesilpnėdamos. Tyrimai parodė, kad gerai nukreipianti bet kuria kryptim radijo bangas kryptinė antena turi būti didelė palyginti su jos spinduliuojamos bangos ilgiu. Antenos spinduliuojamo radijo bangų pluošto



288 pav.

kryptingumas nusakomas jo pločiu. Pluošto pločiu laikomas kampas (288 pav.), kurį sudaro taip išvesti krypties diagramoje du radiusai-vektoriai (kryptys), kad jų išorėje radijo bangų stiprumas būtų du ir daugiau kartų mažesnis kaip pluošto viduryje. Apytiksliai $\Theta = \frac{\lambda}{D}$, čia λ yra spinduliuojamos radijo bangos ilgis, D — antenos ilgis. Kai $\lambda = 10$ cm ir $D = 1$ m, $\Theta = 6^\circ$. Saulės arba Mėnulio skritulių stebimas kampinis skersmuo yra apie $0,5^\circ$. Tokio pločio bangų pluoštą gautume tada, jei santykis $\frac{\lambda}{D} = \frac{1}{200}$. Todėl griežčiau nukreipti tegalima tik ultratrumpąsias ir mikroradijo bangas, nes tik tokio ilgio bangų kryptinė antena bus nedidelė ir lengvai pastatoma. Kryptinės antenos yra įvairių rūšių, jos statomos parabolinių arba cilindrinų veidrodžių, dažnai sukamojo paraboloido formos. Jų veikimas panašus šviesos atšvaitinių veidrodžių veikimui, bet nors tokios antenos ir didelės, tačiau jų $\frac{\lambda}{D}$ santykis yra daug didesnis už tokį santykį šviesos bangoms. Antenos kryptingumas turi dvejopos reikšmės. Iš vienos pusės, kryptinė antena, spinduliuodama energiją tik viena kuria kryptim, didina siunčiamosios stoties veikimo radiusą. Be to, griežtesnio kryptingumo bangų pluoštas leidžia tiksliai nustatyti objekto kryptį.

Radiolokacijos pagrindinis tikslas yra nustatyti sekamojo objekto vietą erdvėje, t. y. nustatyti antrines radijo bangas spinduliuojančio objekto nuotolį ir jo kryptį erdvėje. Todėl radiolokacijos stotis, kitaip dar vadinama radaru, turi turėti radijo siųstuva ir imtuvą su atskiomis arba viena bendra antena, azimuto ir aukščio pelengatorius su atitinkamais indikatoriais objekto kryptčiai nustatyti ir visą eilę pagalbinių įrenginių, pvz., įtaisymus točiai automatiškai nukreipti, koordinatėms skaičiuoti, telemechaniskai koordinatėms perduoti, stoties maitinimo agregatus ir kt.

Objekto nuotoliui matuoti radiolokacijoje naudojami įvairūs būdai. Dažniausiai tiesiogiai arba netiesiogiai nustatomas laikas, per kurį siųstuvo išspinduliuotos bangos nueina iki objekto ir atsispindėjusios nuo jo grįžta atgal į siuntimo vietą. Radijo bangos sklinda greičiu $c \approx 300\,000$ km/s; jei objektas yra nuo stebėjimo (siųstuvo, imtuvo) vietos nuotolyje l , tai atsispindėjusi nuo objekto banga sugrįžta į stebėjimo vietą per laiką $t = \frac{2l}{c}$. Taip, pvz., buvo nustatyti oro atmosferos jonizuotų (jonosferos) sluoksnių aukštis, arba taip matuojamas radijo altimetrais lėktuvų aukštis virš žemės paviršiaus bei jų nuotolis nuo pavojingų kliūčių (kalnuotose vietovėse — nuo kalnų) arba laivų nuotolis nuo uolėtų krantų bei ledo kalnų ir kt.

Pagal siųstuvo antenos spinduliavimo pobūdį nuotoliui matuoti būdai paprastai skirstomi į 2 grupes: a) *nuolatinio spinduliavimo* ir b) *impulsinio spinduliavimo* būdus.

Nuolatinio spinduliavimo siųstuvo antena spinduliuoja visą laiką tam tikra kryptim nenutrūkstamą radijo bangų pluoštą. Pasiekęs objektą jis iš dalies yra atspindimas; atsispindėjusios bangos, pakeliui sutikusios pirmyn sklindančias bangas, susideda su jomis; gaunama interferencija. Bangų sklidimo laikas iki objekto ir atgal skaičiuojamas netiesioginiu būdu iš interferencijos. Šis laikas susekamas trejopu būdu. Faziniu būdu matuojant, bangos sklidimo pirmyn ir atgal laikas nustatomas iš spinduliuojamos ir grįžusios atgal bangų fazių skirtumo. Bangos (svyravimo) fazė yra nusakoma dydžio $2\pi\nu t$, čia ν yra bangos dažnumas, t — praėjęs laikas nuo stebėjimo pradžios. Išspinduliuota laiku t_1 radijo banga, atsispindėjusi nuo objekto, grįžta atgal į stebėjimo vietą. Spinduliuojamos tuo akimirksniu bangos fazė bus jau ne $2\pi\nu t_1$, bet $2\pi\nu t_2$, taigi, abiejų bangų fazių skirtumas

yra $2\pi\nu(t_2 - t_1)$. Nors t_1 ir t_2 nėra pastovūs ir jų tiesiogiai negalime išmatuoti, bet $t_2 - t_1$ lieka pastovus ir nusako objekto nuotolį l , nes $2l = c(t_2 - t_1)$, kur c yra radijo bangų sklaidimo greitis. Fazių skirtumas $2\pi\nu(t_2 - t_1)$ matuojamas fazometru, ir $t_2 - t_1$ bus proporcingas fazometro parodymui.

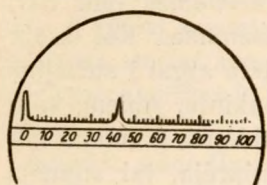
Dažnuminiu būdu nuotolį matuojant, keičiamas tam tikru pastoviu greičiu spinduliuojamos bangos dažnumas. Kol išspinduliuota banga nueina iki objekto ir vėl grįžta atgal į stebėjimo vietą, spinduliuojamos bangos dažnumas pakinta. Abiem, spinduliuojamai ir atgal grįžusiai, bangoms susidėjus, gaunami mušimai: bangos amplitudė periodiškai tai stiprėja, tai silpnėja. Mušimų dažnumas priklauso nuo susidedančių bangų dažnumo skirtumo ir yra lygus $\frac{\Delta\nu}{2}$, čia $\Delta\nu$ yra dažnumų skirtumas. Taigi kuo didesnis objekto nuotolis, tuo bus didesnis siunčiamosios ir grįžusios bangų dažnumų skirtumas, tuo mušimai bus tankesni.

Pagaliau nuotolis matuojamas interferenciniu, arba amplitudiniu, būdu. Pirmyn sklindanti ir nuo objekto atsispindėjusi grįžtanti atgal banga susideda ir interferuoja. Dėl šios interferencijos gauname interferenciniame lauke eilę mazgų ir pūpsnių. Kai spinduliuojamoji banga yra tam tikro ilgio, interferencijos juostų skaičių bei jų pasiskirstymą nusako objekto nuotolis. Juostos nustatomos specialiu matuojamuoju prietaisu.

Dabar susipažinkime su antros grupės — impulsiniais nuotolio matavimo būdais. Impulsinio spinduliavimo siųstuvo antena spinduliuoja radijo bangas trumpais impulsais. Pačių impulsų ir tarpų tarp impulsų trukmė parenkama taip, kad atsispindėjęs nuo objekto impulsas grįžtų į imtuvą dar prieš pradėdant spinduliuoti sekantį iš eilės impulsą. Taigi tarpo tarp dviejų kaimyninių impulsų trukmė t turi būti ilgesnė už $\frac{2l}{c}$, čia l yra objekto nuotolis nuo stebimosios vietos, c — radijo bangų sklaidimo greitis. O pats impulsas turi pasibaigti dar prieš sugrįžtant atsispindėjusiam nuo objekto impulsui. Impulso trukmė t_1 turi būti mažesnė už $\frac{2l_m}{c}$, čia l_m yra mažiausias objekto nuotolis. Apskritai, trukmė t ir t_1 sudaro tik nedidelę sekundės dalį. Jei, pvz., $l = 40$ km, o $l_m = 2,5$ km, tai $t \approx 0,235$ s ir $t_1 \approx 0,005$ s.

Tolimojo veikimo radarai gali spinduliuoti ilgesnius impulsus (l_m didelis). Ilgesniuose impulsuose sukaupiamas didesnis energijos kiekis. Todėl tolimojo veikimo radarų siųstuvo pajėgumas gali būti mažesnis.

Objekto vietą nustatant impulsinio spinduliavimo būdu, objekto nuotolis nuo stebėjimo vietos surandamas dažniausiai šitaip. Siųstuvas siunčia impulsus. Tų impulsų dažnumą ir trukmę nustato laiko reguliatorius, kuris tuo pat metu osciloskopo (§ 102) stačiojo kondensatoriaus plokštelės įelektrina tiesiškai



289 pav.

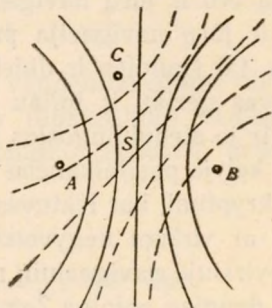
kintama įtampa ir tiesiškai skleidžia pluoštą. Siųstuvo išspinduliuotas ir atspindėjęs nuo objekto impulsai, praeję imtuvą, sudaro impulsinę įtampą tarp antrojo (gulsčiojo) kondensatoriaus plokštelių, nukreipiančių elektrinį spindulį stačiaja kryptimi. Ekrane gaunami du atskiri impulsai (289 pav.). Nuotolis tarp jų yra proporcingas atspindėjusio impulso vėlinimuisi, taigi objekto nuotoliui, nes atspindėjęs impulsas sugrįžta per laiką $t = \frac{2l}{c}$. Per tą laiką impulso žymė ekrane pasislenka nuotoliu $d = vt$, v yra žymės slinkimo greitis; iš čia $d = \frac{2lv}{c}$, taigi $d \sim l$. Osciloskopo skalės padalos gali parodyti nuotolį kilometrais.

Čia aprašyta tiesinė skleistinė tinka sekti vienam arba ir keliems artimos krypties objektams. Tačiau ji netinka objektams surasti įvairiose kryptyse, nes sukant radijo spindulį (anteną) tam tikros krypties impulsai stebimi tik trumpą laiką, o kitų krypčių — visai nematomi. Šiam tikslui naudojama apskritiminė skleistinė. Jos esmė tokia. Kol impulsai nesiunčiami, osciloskopo elektronų pluoštas nėra nukrypęs, ir pasiekęs ekraną jo centre duoda šviesų skritulėlį. Spinduliuojant impulsą, o taip pat pertraukioje tarp impulsų, skritulėlis slenka pastoviu greičiu nuo centro į kraštą. Prieš išspinduliuojant sekantį iš eilės impulsą, jis labai staiga vėl grįžta į centrą. Taip elektroninių spindulių pluoštą verčia nukrypti vadinama piūklinė įtampa tarp vieno kondensatoriaus plokštelių. Sukant anteną, jos spinduliuojamos radijo bangos sklinda vis kita kryptimi ir „nušviečia“, panašiai kaip šviesos spinduliai, vis kitas skirtingo azimuto akiračio vietas. Tuo pat kampiniu greičiu sukasi ekrane ir radialinė skleistinė. Tokiu būdu, slinkdamas elektronų spindulių pluoštas „nušviečia“ visą skritulio plotą su centru ekrano viduryje. Jeigu kurioje akiračio vietoje impulsą atspindi objektas, tai grįžęs atgal atspindėjęs impulsas patenka į elektronų

pluošto moduliatorių, kuris keičia jo greitį arba stiprumą. Tokiu moduliatorium estis osciloskopo tinklelis, kuris grįžusio impulso gali būti įelektrintas teigiamai arba neigiamai. Pirmuoju atveju elektronų pluošto stiprumas padidėja, antruoju — sumažėja. Todėl atskirose švytinčio ekrano srityse gaunamos stipriau (arba silpniau) nušviestos vietos, nurodančios objektą. Paprastai imamas kurį laiką fosforescuojantis ekranas, kad stebėtojas ga-



290 pav.



291 pav.

lėtų matyti visą akiratį. Tada ekrane matoma radaro akiračio plokščia projekcija ir joje sugautųjų objektų atvaizdai (290 pav.). Azimutai nustatomi apskritoje skalėje, apjuosiančioje šviesųjį skritulį ekrane. Objektų ir fono nušvietimas tiek skirtingas, kad objektai lengvai stebimi. Objektų atvaizdai ypač yra ryškūs, apžvelgiant akiratį centimetrinėmis radijo bangomis.

Radarai jau dabar turi didelę reikšmę oro ir jūrų navigacijai, o ateityje, jiems tobulėjant, ta reikšmė dar labiau padidės. Jie leidžia kiekvienu momentu nustatyti lėktuvo arba laivo vietą ir nurodyti jų tolimesnio skridimo arba plaukimo kryptį. Tai atliekama šiuo būdu. Trijose Žemės paviršiaus vietose statomos trys radiolokacijos stotys *A*, *B* ir *C* (291 pav.), kurios siunčia impulsus. Lėktuvas arba laivas, sugavęs dviejų stočių, pvz., *A* ir *B*, ženklus nustato, kiek viena stotis yra nuo jo toliau, kaip antroji. Taškai arba vietos, kurių nuotolių nuo abiejų stočių *A* ir *B* skirtumas yra to paties dydžio, guli hiperbolinėse kreivėse (jei klausimą spręsimė plokštumoje), kurių židiniuose yra pačios stotys *A* ir *B*. Turėdamas tokių kreivių žemėlapi, lėktuvo arba laivo šturmanas, išmatavęs stočių *A* ir *B* nuotolio skirtumą,

gali tik nustatyti kurioje hiperbolinėje kreivėje yra lėktuvas arba laivas, bet dar negalės surasti, kuriame tos kreivės taške. Pačiai vietai surasti reikia išmatuoti lėktuvo arba laivo nuotolių skirtumą nuo stočių A ir C (arba B ir C), ir surasti tų stočių atitinkamą hiperbolę. Lėktuvas arba laivas bus šių dviejų hiperbolių susikirtimo taške S . Toks vietos nustatymo būdas ypatingai tikslus.

Cia minėtieji radiolokacijos taikymai parodo, kokią didelę reikšmę turi radiolokacija žmonijos gyvenime. Imkime tik jos taikymą oro ir jūrų navigacijoje. Jei prieš kurį laiką oro, o iš dalies ir jūrų navigacija priklausė nuo oro skaidrumo, dienos šviesos, tai šiandien ir dideliame rūke, ir tamsią naktį lėktuvas bei laivas geriau ir toliau „mato“, kaip kad anksčiau šviesią dieną. Ir jo stebuklingosios akys yra radaras. Jis parodo lėktuvo aukštį, kelyje pasitaikančias kliūtis, jis tiksliai veda lėktuvą reikiama kryptimi, kur lėktuvas ar laivas bebūtų: ar tolimos šiaurės srityje, ar viršum negyvenamų tyrų. Jau šiandien esančių žemės paviršiuje navigacinių radiolokacijos stočių tinklas vis daugiau ir daugiau apipina Žemės paviršių ir, tuo būdu, oro bei jūrų navigaciją daro vis mažiau priklausomą nuo meteorologinių sąlygų.

UŽDAVINIAI

I SKYRIUS

1. Kokia jėga F yra traukiamas vandenilio atome elektronas prie branduolio? Elektrono orbitos (apskritimo) radiusas $r = 0,5 \cdot 10^{-8}$ cm, elektrono ir branduolio elektros krūvis $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ CGSE.

Taikydami Kulono dėsnį turime:

$$F = \frac{e^2}{r^2} = \frac{(4,8 \cdot 10^{-10})^2}{(0,5 \cdot 10^{-8})^2} \text{ dyn} = 9,2 \cdot 10^{-3} \text{ dyn.}$$

2. Išskaičiuokite tolygiai įelektrinto rutulio aplinkoje elektrinio lauko stiprumą E : a) rutulio išorėje ir b) jo viduje. Rutulio radiusas yra R .

Išbrėžkite elektrinio lauko priklausomybės nuo nuotolio kreivę abiem atvejais.

a) Įeinančių (arba išeinančių) pro radiuso r rutulinį paviršių $S = 4\pi r^2$ jėgų linijų skaičius $N = 4\pi q$, jei rutulio viduje yra elektros krūvis q . Tuomet elektrinio lauko stiprumas

$$E = \frac{N}{S} = \frac{4\pi q}{4\pi r^2} = \frac{q}{r^2}.$$

Taigi $E = f\left(\frac{1}{r^2}\right)$. Tokią priklausomybę turime tada, kai $r > R$ (292 pav. kreivės dalis AB).

b) Tolygiai įelektrinto rutulio elektros krūvio tankis $q = \frac{3q}{4\pi R^3}$. Taigi radiuso $r < R$ rutulyje turėsime elektros krūvį

$$q_1 = \frac{4}{3} \pi r^3 q = \frac{qr^3}{R^3}.$$

Iš jo išeinančių (arba į jį įeinančių) jėgų linijų skaičius

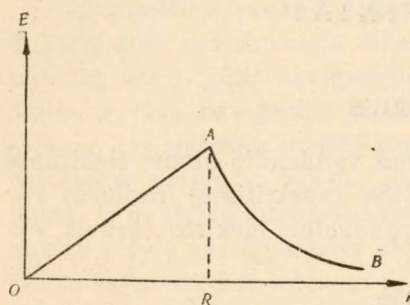
$$N = 4\pi \frac{qr^3}{R^3},$$

o radiuso r rutuliniame paviršiuje elektrinio lauko stiprumas

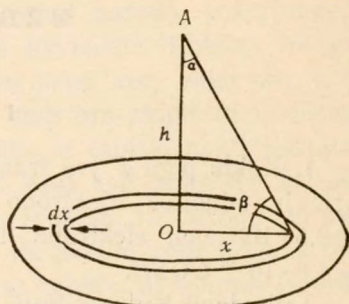
$$E = \frac{N}{S} = \frac{4\pi q r^3}{4\pi r^2 R^3} = \frac{qr}{R^3}.$$

Taigi tolygiai įelektrinto rutulio viduje $E=f(r)$ (292 pav. kreivės dalis OA).

3. Radiuso R skritulys yra tolygiai įelektrintas; jo elektros krūvio tankis lygus η . Koks elektrinio lauko stiprumas taške A ,



292 pav.



293 pav.

kuris guli iškeltame iš skritulio centro statmenyje nuotolyje h nuo centro?

Padalykime skritulį koncentriniais pločio dx žiedeliais (293 pav.). Tokio žiedelio plotas

$$dS = \pi(x+dx)^2 - \pi x^2 \approx 2\pi x \cdot dx,$$

o jo elektros krūvis

$$dq = 2\pi\eta x \cdot dx.$$

Šio elektros krūvio sukurtas taške A elektrinio lauko stiprumas

$$dE = \frac{dq}{r^2} \cdot \cos \alpha,$$

čia

$$\cos \alpha = \frac{h}{\sqrt{h^2 + x^2}}.$$

Taigi

$$dE = \frac{2\pi\eta x \cdot dx}{(h^2 + x^2)} \frac{h}{\sqrt{h^2 + x^2}}$$

ir

$$\begin{aligned} E &= \int_0^R \frac{2\pi\eta h x \cdot dx}{(h^2 + x^2)^{3/2}} = 2\pi\eta h \int_0^R \frac{x \cdot dx}{(h^2 + x^2)^{3/2}} = \pi\eta h \int_0^R \frac{d(h^2 + x^2)}{(h^2 + x^2)^{3/2}} = \\ &= \left[-2\pi\eta h \frac{1}{(h^2 + x^2)^{1/2}} \right]_0^R = 2\pi\eta \left(1 - \frac{h}{\sqrt{h^2 + R^2}} \right). \end{aligned}$$

4. Begalinė plokštė įelektrinta tolygiai ir jos paviršinio elektrinio krūvio tankis yra lygus η . Išskaičiuokite potencialų skirtumą U tarp plokštės ir esančio nuotolyje h nuo jos taško A .

Išeinąs (arba įeinąs) iš elektros krūvio η elektrinių jėgų linijų skaičius yra lygus $4\pi\eta$. Jėgų linijos pasiskirsto abiejose plokštės pusėse tolygiai, taigi elektrinio lauko stiprumas E abiejose plokštės pusėse yra lygus $2\pi\eta$. Tada tarp plokštės ir taško A potencialų skirtumas

$$U = Eh = 2\pi\eta h.$$

5. Taškinis elektros krūvis $q = 5 \text{ CGSE}$ yra nuotolyje $a = 3 \text{ cm}$ nuo įžemintos metalinės sienelės. Suraskite indukuoto sienelėje elektros krūvio tankį η : a) artimiausiame nuo krūvio taške; b) esančiame nuotolyje $r = 5 \text{ cm}$ taške. Išskaičiuokite visą indukuotą elektros krūvį.

a) Elektrinio lauko stiprumas $E = \frac{q}{\epsilon_0 a^2}$, čia ϵ_0 yra oro dielektrinė konstanta, $\epsilon_0 \approx 1$. Sienelėje (laidininke) elektrinio lauko stiprumas lygus nuliui. Taigi

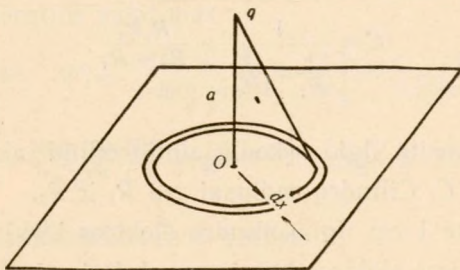
$$\frac{q}{a^2} + 2\pi\eta = 0,$$

iš čia

$$\eta = -\frac{q}{2\pi a^2} = -\frac{5}{2 \cdot 3,14 \cdot 9} \frac{\text{CGSE}}{\text{cm}^2} = -0,088 \frac{\text{CGSE}}{\text{cm}^2}.$$

b) Šiuo atveju

$$\eta = -\frac{qa}{2\pi r^3} = -\frac{5 \cdot 3}{2 \cdot 3,14 \cdot 125} \frac{\text{CGSE}}{\text{cm}^2} = -0,019 \frac{\text{CGSE}}{\text{cm}^2}.$$



294 pav.

Kad išskaičiuotume visą indukuotą elektros krūvį, padalykime sienelę į siaurus, pločio dx žiedelius (294 pav.); radiuso x

žiedelio plotas $dS = 2\pi x \cdot dx$. Šiame žiedelyje indukuotas elektros kiekis

$$dq' = \eta \cdot dS = - \frac{q \cdot ax \cdot dx}{\sqrt{a^2 + x^2}}.$$

Visas indukuotas sienelėje elektros krūvis

$$q' = - \frac{qa}{2} \int_0^\infty \frac{2x \cdot dx}{\sqrt{a^2 + x^2}} = -q = -5 \text{ CGSE}.$$

6. Išskaičiuokite sudaryto iš 2 centruotų, radiuso R_1 ir R_2 ru-
tulių kondensatoriaus talpumą C .

Taškinio elektros krūvio q sukurto elektrinio lauko stipru-
mas $E = \frac{q}{r^2}$. Antra vertus, elektrinio lauko stiprumas yra lygus
potencialo U gradientui pasirinktąja kryptimi r , taigi $E = - \frac{dU}{dr}$.
Iš šių dviejų lygčių turime:

$$dU = - \frac{q}{r^2} dr.$$

Suintegravę šią lygtį nuo R_1 iki R_2 , gausime:

$$U = - \int_{R_1}^{R_2} \frac{q}{r^2} dr = q \left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right].$$

Talpumas $C = \frac{q}{U}$. Taigi

$$C = \frac{1}{\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}} = \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1}.$$

7. Išskaičiuokite ilgio l koaksialinio cilindrinio kondensato-
riaus talpumą C . Cilindrų radiusai yra R_1 ir R_2 .

Pažymėkime 1 cm ilgio cilindro elektros kiekį η . Tada ilgio
 l cilindre turėsime elektros krūvį $q_1 = \eta l$. Iš jo eis $N = 4\pi q_1 = 4\pi \eta l$
elektrinių jėgų linijų skaičius. Cilindro paviršiuje elektrinio lau-
ko stiprumas

$$E = \frac{N}{S} = \frac{4\pi \eta l}{2\pi r l} = \frac{2\eta}{r},$$

čia r yra cilindro radiusas. Antra vertus, $E = -\frac{dU}{dr}$, taigi

$$dU = -E \cdot dr = -\frac{2\eta}{r} dr$$

ir

$$U = -2\eta \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r} = -2\eta (\ln R_2 - \ln R_1).$$

Talpumas

$$C = \frac{q_1}{U} = \frac{\eta l}{2\eta \ln \frac{R_1}{R_2}} = \frac{l}{2 \ln \frac{R_1}{R_2}}.$$

8. Sudaryta iš $n=5$ nuosekliai sujungtų vienodo talpumo $C=400$ cm kondensatorių baterija įelektrinama iki įtampos $U=60\,000$ V. Vienas kondensatorius pramušamas. Išskaičiuokite:

- kondensatorių baterijos energijos pakitimą,
- išsielektrtinimo darbą ir
- įtampos šaltinio darbą.

Prieš pramušant kondensatorių, baterijos talpumas $C_1 = \frac{C}{n} = 80$ cm, o pramušus 1 kondensatorių, $C_2 = \frac{C}{n-1} = 100$ cm. Prieš pramušant baterijos energija

$$W_1 = \frac{1}{2} \frac{eU}{300n} = \frac{1}{2} \frac{CU^2}{300^2 n} \text{ erg},$$

o pramušus —

$$W_2 = \frac{1}{2} \frac{eU}{300(n-1)} = \frac{1}{2} \frac{CU^2}{300^2 (n-1)} \text{ erg}.$$

Baterijos energijos pakitimas

$$\begin{aligned} W &= W_2 - W_1 = \frac{CU^2}{2 \cdot 300^2} \left[\frac{1}{n-1} - \frac{1}{n} \right] = \frac{CU^2}{2 \cdot 300n^2 (n-1)} = \\ &= \frac{400 \cdot (60000)^2}{2 \cdot 300^2 \cdot 4 \cdot 5} \text{ erg} = 4 \cdot 10^5 \text{ erg} = 4 \cdot 10^{-2} \text{ J}. \end{aligned}$$

Tam lygus ir išsielektrtinimo darbas.

Įtampos šaltinio atliktasis darbas

$$\begin{aligned} W' &= \frac{eU}{300} = \frac{CU^2}{(300)^2} \left[\frac{1}{n-1} - \frac{1}{n} \right] = \frac{CU^2}{300^2 n (n-1)} = \\ &= \frac{400 \cdot 60000^2}{300^2 \cdot 5 \cdot 4} \text{ erg} = 8 \cdot 10^5 \text{ erg} = 8 \cdot 10^{-2} \text{ J}. \end{aligned}$$

II SKYRIUS

9. Metalinis, radiuso $R=3$ cm rutulys iki pusės nugramzdintas į žibalą. Jis įelektrintas iki 1800 V. Koks yra jo elektros krūvis? Oro dielektrinė konstanta $\epsilon_0=1$, žibalo $\epsilon=2$.

Įelektrinto iki potencialo U radiuso R rutulio elektros krūvis

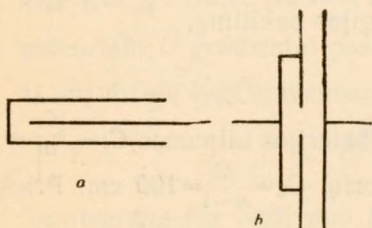
$$q = CU = RU,$$

čia C yra rutulio elektrinis talpumas, $C=R$ cm. Šiuo atveju jo elektros krūvis

$$q = \frac{R}{2} U (\epsilon + \epsilon_0) = \frac{3}{2} \cdot \frac{1800}{300} \cdot 3 \text{ CGSE} = 27 \text{ CGSE}.$$

10. Kondensatorių sudaro 3 alavo juostelės su $S=6$ cm² kiekviena. Jos perskirtos 2 žėručio sluoksniais, kurių storis $d=0,1$ mm;

žėručio $\epsilon=7$. Kraštinės alavo juostelės sujungtos tarp savęs (295 pav., a). Išskaičiuokite kondensatoriaus talpumą C .



295 pav.

Turėsime du plokščius kondensatorius, sujungtus lygiagrečiai (295 pav., b). Jų talpumas

$$C = 2 \frac{\epsilon S}{4\pi d} = 2 \frac{7 \cdot 6}{4 \cdot 3,14 \cdot 0,01} \text{ cm} = 669 \text{ cm}.$$

11. Dvi gulsčios, ploto $S=300$ cm² plokštelės įelektrinamos. Jų krūviai $q = +2 \cdot 10^{-7}$ C ir $q = -2 \cdot 10^{-7}$ C. Plokštelės guli tiek arti viena prie kitos, kad tarp jų elektrinį lauką galime laikyti vienalyčiu. Apatinė plokštelė įmerkiama į skystį, kurio dielektrinė konstanta $\epsilon=3$. Išskaičiuokite jėgą, kuri veikia viršutinę ir apatinę plokštelę; paaiškinkite, kodėl veikiančios plokštelės jėgos yra nevienodos.

Viršutinę plokštelę veikia jėga

$$F_1 = \frac{2\pi e^2}{S} = \frac{2 \cdot 3,14 \cdot (6 \cdot 10^2)^2}{300} \text{ dyn} = 7,5 \cdot 10^3 \text{ dyn},$$

o apatinę —

$$F_2 = \frac{2\pi e^2}{\epsilon S} = \frac{2 \cdot 3,14 \cdot (6 \cdot 10^2)^2}{3 \cdot 300} \text{ dyn} = 2,5 \cdot 10^3 \text{ dyn},$$

nes $2 \cdot 10^{-7} \text{ C} = 2 \cdot 10^{-7} \cdot 3 \cdot 10^9 \text{ CGSE}.$

Viršutinę ir apatinę plokšteles veikia indukuotas dielektriko paviršiuje elektros krūvis, tai ir sąlygoja veikiančių jėgų skirtumą.

12. Du vienodo talpumo $C=800$ cm oro kondensatoriai įelektrinti iki įtamos $U=900$ V. Vienas įelektrintas kondensatorius įmerkiamas į žibalą ir tada abu jie sujungiami lygiagrečiai. Išskaičiuokite išsielektrtinimo darbą W . Oro dielektrinė konstanta $\epsilon_0 \approx 1$, žibalo $\epsilon=2$.

Įmerkus vieną kondensatorių į žibalą, kondensatoriaus talpumas padidėja, o įtampa sumažėja $\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$ kartų; taigi susidaręs abiejų kondensatorių įtampų skirtumas

$$\Delta U = U \left(1 - \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \right) = U \left(\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon} \right).$$

Kad, sujungus kondensatorius lygiagrečiai, jų įtamos išsilygintų, iš pirmojo (oro) kondensatoriaus turi pereiti į antrąjį (žibale) elektros kiekis

$$q_1 = \frac{\Delta U}{\frac{\epsilon}{\epsilon_0} + 1} \frac{\epsilon}{\epsilon_0} C = UC \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon + \epsilon_0}.$$

Jam perėjus, oro kondensatoriaus įtampa pakitės per $\Delta U = U \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon}$. Taigi atliktas darbas

$$W = \frac{1}{2} q_1 \Delta U = \frac{1}{2} U^2 C \frac{(\epsilon - \epsilon_0)^2}{\epsilon (\epsilon + \epsilon_0)}.$$

Įstatę duomenis ir laikydami $\epsilon_0 \approx 1$, gausime:

$$W = \frac{1}{2} \left(\frac{900}{300} \right)^2 \cdot 800 \cdot \frac{(2-1)^2}{2(2+1)} \text{ erg} = 600 \text{ erg}.$$

III SKYRIUS

13. Prie talpumo $C=10$ μF kondensatoriaus prijungiamas per varžą $R=1000$ Ω elektrovaros jėgos $E=2$ V akumulatorius. Išskaičiuokite, per kiek laiko kondensatorius įsielektrins iki įtamos $U_0=1,98$ V. Akumulatoriaus vidaus varža yra labai maža.

Tegu t laiku kondensatoriaus įtampa bus U ir akumulatoriaus elektrovaros jėga E ją viršys tik dydžiu $E-U$. Jei per tolimesnį laiką dt kondensatoriuje susitelks elektros kiekis dq ,

tai $dq = I \cdot dt$, čia $I = \frac{E-U}{R}$ yra bėgančios elektros srovės stiprumas. Antra vertus, $dq = C \cdot dU$. Tokiu būdu,

$$dt = \frac{dq}{I} = \frac{C \cdot dU}{\frac{E-U}{R}} = CR \frac{dU}{E-U}.$$

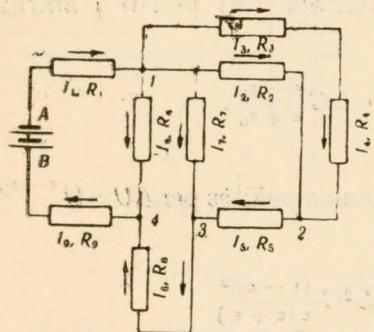
Iš čia

$$t = \int_0^t dt = CR \int_0^{U_0} \frac{dU}{E-U} = -CR \int_0^{U_0} \frac{d(E-U)}{E-U} =$$

$$= \left[-CR \ln(E-U) \right]_0^{U_0} = CR \ln \frac{E}{E-U_0}.$$

Įstatę skaitinius duomenis, gausime:

$$t = 9 \cdot 10^6 \cdot \frac{1}{9} \cdot 10^{-8} \ln \frac{2}{0,02} = 4,6 \cdot 10^{-2} \text{ s.}$$



296 pav.

14. Išsiaiškinkite srovės šaltinio įtampą ir srovės stiprumą visose šakose 296 pav. pavaizduotoje grandinėje, kai $I_7 = 9,16 \text{ A}$ ir $R_1 = 1 \Omega$, $R_2 = 6 \Omega$, $R_3 = 3 \Omega$, $R_4 = 3 \Omega$, $R_5 = 1 \Omega$, $R_6 = 6 \Omega$, $R_7 = 4 \Omega$, $R_8 = 8 \Omega$ ir $R_9 = 1 \Omega$.

Pažymėkime grandinės mazgus indeksais 1, 2, 3 ir 4. Tada grandinės šakų varžos bus taip išreiškiamos:

$$\frac{1}{R_{12}} = \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3 + R_4},$$

taigi

$$R_{12} = \frac{R_2(R_3 + R_4)}{R_2 + R_3 + R_4} \Omega = \frac{6(3+3)}{6+3+3} = 3 \Omega,$$

$$R_{123} = R_{12} + R_5 = (3+1) \Omega = 4 \Omega,$$

$$R_{13} = \frac{R_{123}R_7}{R_{123} + R_7} = \frac{4 \cdot 4}{4+4} \Omega = 2 \Omega,$$

$$R_{134} = R_{13} + R_6 = (2+6) \Omega = 8 \Omega,$$

$$R_{14} = \frac{R_{134}R_8}{R_{134} + R_8} = \frac{8 \cdot 8}{8+8} \Omega = 4 \Omega$$

ir

$$R_{AB} = R_1 + R_{14} + R_9 = (1+4+1) \Omega = 6 \Omega.$$

Srovės stiprumą atskirose šakose surandame iš santykių:

$$\frac{I_5}{I_7} = \frac{R_7}{R_{123}}, \text{ taigi}$$

$$I_5 = I_7 \frac{R_7}{R_{123}} = 9,16 \frac{4}{4} \text{ A} = 9,16 \text{ A}.$$

Toliau

$$I_3 = I_4; \quad I_4 - I_2 = I_5; \quad (a)$$

$$\frac{I_4}{I_2} = \frac{R_2}{R_3 + R_4}, \text{ taigi } I_4 = I_2 \frac{R_2}{R_3 + R_4}. \quad (b)$$

Iš lygčių (a) ir (b) gauname:

$$I_2 = I_5 \frac{R_3 + R_4}{R_2 + R_3 + R_4} = 9,16 \frac{3 + 3}{6 + 3 + 3} \text{ A} = 4,58 \text{ A};$$

$$I_4 = I_5 - I_2 = (9,16 - 4,58) \text{ A} = 4,58 \text{ A};$$

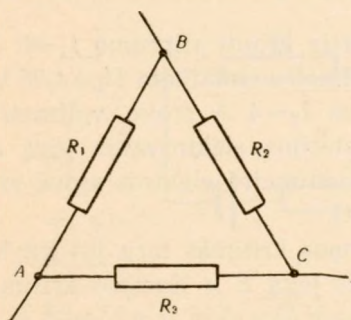
$$I_6 = I_7 + I_5 = (9,16 + 9,16) \text{ A} = 18,32 \text{ A};$$

$$I_8 = I_6 = 18,32 \text{ A};$$

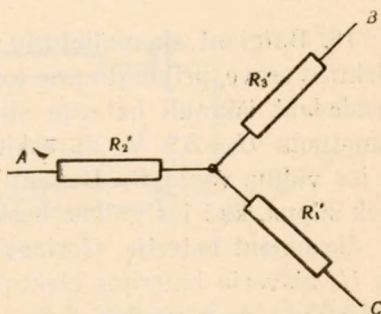
$$I_1 = I_9 = I_8 + I_6 = 36,64 \text{ A}.$$

Grandinės galų įtampa

$$U = I_1 R_{AB} = 36,64 \cdot 6 \text{ V} = 219,84 \text{ V} \approx 220 \text{ V}.$$



297 pav.



298 pav.

15. 3 varžos, $R_1 = 1 \, \Omega$, $R_2 = 2 \, \Omega$ ir $R_3 = 3 \, \Omega$, sujungtos trikampiu (297 pav.). Išskaičiuokite atitinkamas 3 varžas, kurias sujungę žvaigžde (298 pav.), gautume atitinkamose šakose tokį pat elektros srovės stiprumą ir įtampą.

Surandame varžas R_{AB} , R_{BC} ir R_{AC} trikampio schemeje:

$$\frac{1}{R_{AB}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2 + R_3}; \text{ iš čia } R_{AB} = \frac{(R_2 + R_3) R_1}{R_1 + R_2 + R_3}.$$

Panašiai išskaičiuojame R_{BC} ir R_{AC} :

$$R_{BC} = \frac{(R_1 + R_3) R_2}{R_1 + R_2 + R_3} \text{ ir } R_{AC} = \frac{(R_1 + R_2) R_3}{R_1 + R_2 + R_3}.$$

Sujungus žvaigžde,

taigi $R_{AB} = R'_2 + R'_3$, $R_{BC} = R'_1 + R'_3$ ir $R_{AC} = R'_1 + R'_2$;

$$R'_2 + R'_3 = \frac{(R_2 + R_3) R_1}{R_1 + R_2 + R_3}, \quad R'_1 + R'_3 = \frac{(R_1 + R_3) R_2}{R_1 + R_2 + R_3}$$

ir

$$R'_1 + R'_2 = \frac{(R_1 + R_2) R_3}{R_1 + R_2 + R_3}.$$

Išsprendę pastarąsias tris lygtis ir įstatę skaitinius duomenis, gauname:

$$R'_1 = \frac{R_2 R_3}{R_1 + R_2 + R_3} = \frac{2 \cdot 3}{1 + 2 + 3} \Omega = 1 \Omega;$$

$$R'_2 = \frac{R_1 R_3}{R_1 + R_2 + R_3} = \frac{1 \cdot 3}{1 + 2 + 3} \Omega = \frac{1}{2} \Omega$$

ir

$$R'_3 = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2 + R_3} = \frac{1 \cdot 2}{1 + 2 + 3} \Omega = \frac{1}{3} \Omega.$$

16. Baigiant akumuliatorių bateriją krauti stiprumo $I_1 = 3$ A elektros srove, prijungtu prie jos voltmetru išmatuota $U_1 = 4,25$ V, pradedant iškrauti bateriją stiprumo $I_2 = 4$ A srove, voltmetru išmatuota $U_2 = 3,9$ V. Suraskite baterijos elektrovaros jėgą E ir jos vidinę varžą R_v . Bėganti pro voltmetrą elektros srovė yra tiek silpna, kad jos galime neskaityti.

Ikraunant bateriją, išorinės įtampos kritimas tarp jos gnybtų U_1 atsveria baterijos elektrovaros jėgą E ir įtampos kritimą baterijos vidaus varžoje $I_1 R_v$, taigi

$$U_1 = E + I_1 R_v,$$

o iškraunant baterijos E yra lygi voltmetro matuojamos įtampos kritimo U_2 ir įtampos kritimo jos vidaus varžoje $I_2 R_v$ sumai:

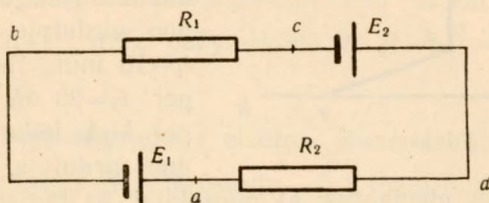
$$E = U_2 + I_2 R_v.$$

Šias lygtis išsprendę, gauname:

$$R_v = \frac{U_1 - U_2}{I_1 + I_2} = \frac{4,25 - 3,9}{3 + 4} \Omega = 0,05 \Omega \text{ ir}$$

$$E = U_2 + I_2 R_v = (3,9 + 4 \cdot 0,05) \text{ V} = 4,1 \text{ V}.$$

17. Išbrėžkite pavaizduotoje 299 pav. elektros grandinėje įtampos kritimo grafiką. Elektros srovės šaltinio E_1 tarp gnybtų

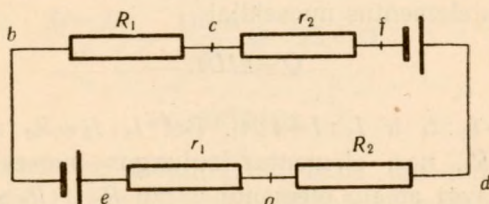


299 pav.

įtampa $U_1 = 12 \text{ V}$ ir E_2 $U_2 = 6 \text{ V}$; jų vidaus varžos atitinkamai $r_1 = 0,5 \Omega$ ir $r_2 = 0,25 \Omega$; išorinės grandinės varžos $R_1 = 3 \Omega$ ir $R_2 = 2,25 \Omega$.

Išbrėžkite paimtos elektros grandinės ekvivalentinę varžų schemą (300 pav.), nes E_1 ir E_2 turi vidaus varžą r_1 ir r_2 . Elektros srovės stiprumas

$$I = \frac{E_1 - E_2}{R} = \frac{U_1 - U_2 + \varepsilon_1 - \varepsilon_2}{R_1 + R_2 + r_1 + r_2} = \frac{12 - 6}{3 + 2,25 + 0,5 + 0,25} \text{ A} = 1 \text{ A}.$$

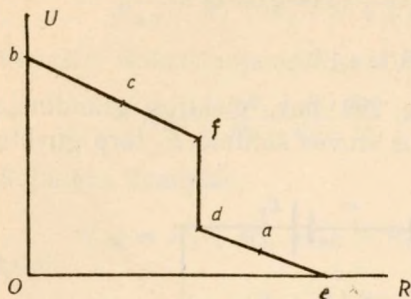


300 pav.

Čia $E_1 = U_1 + \varepsilon_1$ ir $E_2 = U_2 + \varepsilon_2$ yra srovės šaltinių E_1 ir E_2 elektrovaros jėgos, o R — visa grandinės varža; įtampos kritimas elektros srovės šaltinių vidaus varžoje yra nedidelis ir galime jo nepaisyti.

Nuliniu įtampos tašku parinkime tašką e . Tada įtampos kritimą tarp srovės šaltinio E_1 gnybtų pavaizduos: ($U_1 = 12 \text{ V}$) Ob (301 pav.), varžoje R_1 ($I R_1$) — bc , varžoje r_2 ($I r_2$) — cf , tarp E_2

gnybtų ($U_2=6$ V) — fd , varžoje R_2 (IR_2) — da ir varžoje r_1 (Ir_1) — ae laužtinės kreivės $Obcfdae$ dalis. Jei nuliniu tašku parinktume kurį kitą, pvz., tašką d , tada diagrama atrodytų kitaip.



301 pav.

18. Elektrinis virdulys turi du kaitinamuosius elementus. Įjungus vieną, vanduo virdulyje užverda per $t_1=10$ min., įjungus kitą — per $t_2=20$ min. Suraskite, per kiek laiko užvirs vanduo virdulyje, įjungus abu

kaitinamuosius elementus: a) nuosekliai, b) lygiagrečiai. Tinklo įtampa U , našumo koeficientas, vandens kiekis ir pradinė temperatūra laikomi visais atvejais vienodi.

a) Pagal Džaulio-Lenco dėsnį, išskirtas šilumos kiekis

$$Q = kIU t.$$

Įjungus pirmąjį elementą, šilumos kiekis

$$Q = kI_1 U t_1,$$

antrąjį —

$$Q = kI_2 U t_2,$$

o įjungus abu elementus nuosekliai

$$Q = kIU t.$$

Taigi $I_1 : I_2 = t_2 : t_1$ ir $I_1 : I = t : t_1$. Bet $I_1 : I_2 = R_2 : R_1$ ir $I_1 : I = (R_1 + R_2) : R_1$, nes, elementus sujungus nuosekliai, virdulio varža R yra lygi abiejų elementų varžų R_1 ir R_2 sumai. Iš šių santykių gauname:

$$\frac{t}{t_1} = \frac{R_2}{R_1} \text{ ir } \frac{t_2 + t_1}{t_1} = \frac{R_2 + R_1}{R_1} = \frac{t}{t_1}.$$

Iš čia $t = t_1 + t_2 = 30$ min.

b) Per vieną minutę pirmame elemente išsiskyręs šilumos kiekis yra lygus $\frac{Q}{10}$, o antrame — $\frac{Q}{20}$. Įjungus abu elementus lygiagrečiai, išsiskyręs per 1 minutę šilumos kiekis bus lygus

$Q \left(\frac{1}{10} + \frac{1}{20} \right) = \frac{3}{20} Q$. Taigi šiuo atveju virdulys užvirs per $\frac{20}{3}$ min., arba 6 min. 40 s.

19. Elektros tinklą iš elektrinės iki vartotojo sudaro ilgio $l = 49$ m ir skerspjūvio ploto $S = 2,5 \text{ mm}^2$ varinė viela. Vartotojas stato galingumo $P = 600$ W elektrinę krosnelę. Suraskite, kokia turi būti krosnelės varža. Elektrinės tiekiamą įtampa yra $U = 120$ V. Vario specifinė varža $\rho = 0,017 \cdot 10^{-4} \Omega \text{ cm}$.

Elektros tinklo varžą pažymėkime R ; $R = \rho \frac{2l}{S} = 0,017 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{9800}{0,025} \Omega = 0,66 \Omega$.

Jei tinkle bėga stiprumo I elektros srovė, tai įtampos kritimas tinkle bus lygus IR , o krosnyje $-\frac{P}{I}$; tokiu būdu,

$$U = IR - \frac{P}{I}$$

arba

$$I^2 - \frac{U}{R} I - \frac{P}{R} = 0.$$

Iš čia

$$I = \frac{U}{2R} - \sqrt{\frac{U^2}{4R^2} - \frac{P}{R}} = \left(\frac{120}{2 \cdot 0,66} - \sqrt{\left(\frac{120}{2 \cdot 0,66} \right)^2 - \frac{600}{0,66}} \right) \text{ A} = 5,2 \text{ A}.$$

Tuomet krosnyje įtampos kritimas $U - IR = (120 - 3,48) \text{ V} = 116,56 \text{ V}$, krosnies varža

$$\frac{U - IR}{I} = \frac{116,56}{5,2} \Omega = 22,4 \Omega.$$

IV SKYRIUS

20. Besisukančiame metaliniame kūne laisvieji elektronai slenka nuo centro į pakraštį, kol jų išcentrinė inercijos jėga nebus atsverta elektrinės jėgos. Išsiaiškinkite įtampą U tarp besisukančio diametro $D = 5$ cm skritulio centro ir jo pakraščio; apsisukimų skaičius $f = 1200 \text{ min}^{-1}$.

Nusistojus stacionariam būviui,

$$\frac{mv^2}{r} = e \frac{2U}{D},$$

čia m yra elektrono masė, e — jo elektros krūvis, r — elektrono nuotolis nuo skritulio centro, v — tiesinis sukimosi greitis. Elekt-

ronų nuotolis nuo centro kinta intervale nuo 0 iki 2,5 cm, taigi vidutinis $r=1,25$ cm; jų tiesinis greitis kinta nuo 0 iki $2\pi R \frac{f}{60}$ cm, vidutinis $v=2\pi r \frac{f}{60}$ cm. Iš pirmosios lygties turime:

$$U = \frac{mv^2 D}{2er}.$$

$$m = 9 \cdot 10^{-28} \text{ g};$$

$$v = \frac{2\pi r f}{60} = 157 \text{ cm s}^{-1};$$

$$e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}.$$

$$U = \frac{9 \cdot 10^{-28} \cdot 24649 \cdot 5}{2 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 1,25} \text{ CGSE} = 0,94 \cdot 10^{-13} \text{ CGSE},$$

arba

$$U = 2,8 \cdot 10^{-11} \text{ V}.$$

21. Laikydami, kad variję vieną atomą atitinka vienas laisvas elektronas, išskaičiuokite vidutinį elektronų judėjimo greitį variniame laide, kai juo bėga tankio $j = 5 \frac{\text{A}}{\text{mm}^2}$ elektros srovė.

Elektros srovės tankis

$$j = \frac{N_p}{A} e v \frac{\text{CGSE}}{\text{cm}^2},$$

čia N — atomų skaičius 1 gramatome, $N = 6 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$; A — atominis svoris, Cu $A = 63,57$ p; q — tankis, Cu $q = 8,9 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$; e — elementarus krūvis, $e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}$.

Šiuo atveju

$$\frac{N_p}{A} e v = 100 j \cdot 3 \cdot 10^9 \frac{\text{CGSE}}{\text{cm}^2},$$

iš čia

$$v = \frac{500 \cdot 3 \cdot 10^9 \cdot 63,57}{6 \cdot 10^{23} \cdot 8,9 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10}} \text{ cm s}^{-1} = 3,7 \cdot 10^{-2} \text{ cm s}^{-1}.$$

22. Azoto rūgšties (HNO_3) vandeninio tirpalo disociacijos koeficientas $\alpha = 0,824$, kai 1 cm^3 yra ištirpinta $0,064$ g. Išskaičiuokite tirpalo specifinį laidumą λ , esant 18°C temperatūrai.

Azoto rūgšties 63 g [$1 \text{ g}(\text{H}) + 14 \text{ g}(\text{N}) + 16 \cdot 3(\text{O}_3)$] sudaro 1 grammolekulę. Taigi 1 cm^3 yra ištirpinta $0,064/63 \approx 0,001$ gram-

molekulės dalis; tuomet molekulių koncentracija $n=0,001 N=6 \cdot 10^{20}$. Iš jų $0,824 \cdot 6,10^{20}=5 \cdot 10^{20}$ molekulių yra disocijavusių į H^+ ir NO_3^- , kurių judrumas yra:

$$H^+ : k_+ = 0,00324 \frac{cm^2}{sV},$$

$$NO_3^- : k_- = 0,00064 \frac{cm^2}{sV}.$$

Tirpalo specifinis laidumas

$$\lambda = zen \alpha (k_+ + k_-).$$

Mūsų atveju $z=1$, taigi

$$\lambda = en \alpha (k_+ + k_-) = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 6,10^{20} \cdot 0,824 (0,00324 + 0,00064) \Omega^{-1} cm^{-1} = 0,313 \Omega^{-1} cm^{-1}.$$

23. Nikeliuojant leidžiamos elektros srovės tankis $j=0,4 A/dm^2$. Išskaičiuokite, kiek laiko reikalinga leisti elektros srovę, kad susidarytų storio $d=0,05 mm$ nikelio sluoksnis. Nikelio tankis $\rho=8,9 g/cm^3$, jo elektrocheminis ekvivalentas $k=0,304 mg A^{-1}s^{-1}$.

Pagal Faradėjaus dėsnį išskirtas medžiagos kiekis

$$M = kjt.$$

Antra vertus,

$$M = dS\rho, \text{ čia } S = 1 dm^2,$$

taigi $kjt = dS\rho$, iš kur

$$t = \frac{dS\rho}{kj} = \frac{0,005 \cdot 100 \cdot 8,9}{0,304 \cdot 10^{-3} \cdot 0,4} s = 371 \cdot 10^2 s \approx 10 \text{ val.}$$

24. Esantis tarp 2 plokštelių oras jonizuojamas rentgeno spinduliais. Sudarius tarp plokštelių įtampą $U=150 V$ ir jas sujungus, bėga stiprumo $I=4 \cdot 10^{-6} A$ elektros srovė. Išskaičiuokite jonų koncentraciją n tarp plokštelių, bėgant neprisotintai srovei. Plokštelių plotas $S=300 cm^2$, nuotolis tarp jų $l=2 cm$.

Neprisotintos elektros srovės stiprumas dujose taip išreiškiamas:

$$I = Sj = Sen (k_+ + k_-) E,$$

čia e — jonų elektros krūvis, $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ CGSE, k_+ ir k_- — jų judrumas; orui $k_+ = 1,37 \frac{\text{cm}^2}{\text{sV}}$ ir $k_- = 1,91 \frac{\text{cm}^2}{\text{sV}}$. Taigi

$$n = \frac{I}{Se(k_+ + k_-) \frac{U}{l}} = \frac{4 \cdot 10^{-6} \cdot 3 \cdot 10^9}{300 \cdot 4 \cdot 10^{-10} (1,37 + 1,91) \frac{150}{2}} \text{ cm}^{-3} \approx 4 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}.$$

VII SKYRIUS

25. Solenoidas, kurio vijų skaičius $n = 400$ ir diametras $d = 4$ cm, guli gulsčiai magnetinio meridiano plokštumoje. Juo bėga stiprumo $I = 6$ A srovė. Išskaičiuokite veikiantį solenoidą sukamąjį momentą. Žemės magnetinio lauko stiprumas $H = 0,5$ Oe, inklinacija 70° .

Solenoido magnetinis momentas

$$M = \mu nIS,$$

Cia μ yra aplinkos magnetinis pralaidumas, n — solenoido vijų skaičius, I — bėgančios elektros srovės stiprumas, S — vijos plotas. Oro $\mu \approx 1$. Taigi

$$M = nIS = 400 \cdot 0,6 \cdot 3,14 \cdot 4 \text{ CGSM} = 3014,4 \text{ CGSM}.$$

Sukamasis momentas

$$D = MH \cdot \sin 70^\circ = 3014,4 \cdot 0,5 \cdot 0,9397 \text{ dyn cm} = 1420 \text{ dyn cm}.$$

26. Įmagnetintas virbalas, parištas siūlu, Žemės magnetinio lauko veikiamas svyruoja gulsčioje plokštumoje. Siūlo sukamasis veikimas labai mažas. Suraskite, kaip pasikeis svyravimo periodas, jei virbalą perlaušime pusiau ir pakabinsime jo pusę.

Žemės magnetiniame lauke laisvai svyruojančio magneto svyravimo periodas

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{MH_h}},$$

čia I yra magneto inercijos momentas atžvilgiu svyravimo ašies, M — jo magnetinis momentas, H_h — Žemės magnetinio lauko stiprumo gulsčiasis (horizontalinis) komponentas. Virbalo inercijos momentas $I = \frac{2}{3} ml^2$, kur m yra jo masė, l — ilgis. Virbalą perlaužus per pusę, inercijos momentas sumažės, jo masė ir ilgis sumažės pusiau, taigi inercijos momentas sumažės 8 kartus. Su-

mažėjus ilgiui, per pusę sumažės ir jo magnetinis momentas M , nes $M = \mu l$, čia μ yra magnetinių polių stiprumas. Taigi $\frac{I}{MH_h}$ sumažės 4 kartus, o T — du kartus.

VIII SKYRIUS

27. Išskaičiuokite magnetinio lauko stiprumą H taške A , kuris yra nuotolyje $R = 20$ cm nuo:

a) be galo ilgo ir

b) baigtinio ilgio $l = 1$ m tiesaus laidininko, kuriuo bėga stiprumo $I = 10$ A elektros srovė (302 pav.). Kampas $\beta_2 = 60^\circ$.

Pagal Bio-Savaro dėsnį magnetinio lauko stiprumas

$$dH = \frac{I \cdot dl}{cr^2} \sin (dl, r).$$

a) Šiuo atveju visi elementai dH taške A nukreipti ta pačia linkme, taigi

$$H = \frac{I}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin (dl, r)}{r^2} dl.$$

Pažymėkime OB raide l , $l = R \cdot \operatorname{tg} \alpha_2$, tai $dl = \frac{R \cdot d\alpha_2}{\cos^2 \alpha_2}$; l kintant nuo $-\infty$ iki $+\infty$, α_2

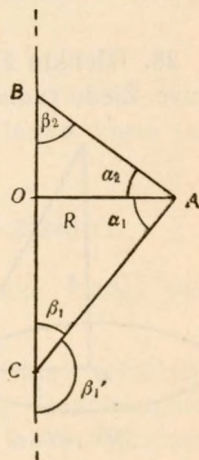
kinta nuo $-\frac{\pi}{2}$ iki $+\frac{\pi}{2}$. $\sin (dl, r) =$

$$= \sin (90 + \alpha_2) = \cos \alpha_2 \text{ ir } r = \frac{R}{\cos \alpha_2}. \text{ Taigi}$$

$$\begin{aligned} H &= \frac{I}{c} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \frac{\cos^3 \alpha_2}{R^2 \cos^2 \alpha_2} R \cdot d\alpha_2 = \frac{I}{cR} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos \alpha_2 d\alpha_2 = \\ &= \frac{2I}{cR} = \frac{2 \cdot 1}{20} \text{ Oe} = 0,1 \text{ Oe}. \end{aligned}$$

b) Šiuo atveju $CB = l$. Išveskime iš A radiusus vektorius į taškus B ir C . Sudarytieji su OA kampai yra α_1 ir α_2 . Taške A magnetinio lauko stiprumas

$$\begin{aligned} H &= \frac{I}{cR} \int_{-\alpha_1}^{\alpha_2} \cos \alpha \cdot d\alpha = \frac{I}{cR} [\sin \alpha_2 - \sin \alpha_1] = \\ &= \frac{I}{cR} [\cos \beta_2 - \cos \beta_1']. \end{aligned}$$



302 pav.

Surandame β_1 . Pažymėkime $OB=x$. Iš $\operatorname{tg} \beta_2 = \frac{R}{x}$; $x = \frac{R}{\operatorname{tg} \beta_2} = 11,5 \text{ cm}$; $l-x=100-11,5=88,5 \text{ cm}$;

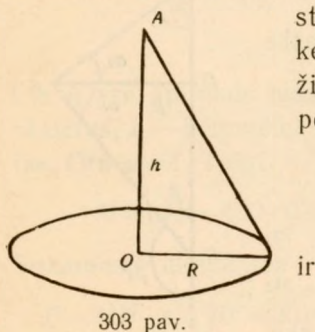
$$\beta_1 = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{R}{l-x} = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{20}{88,5} = \operatorname{arc} \operatorname{tg} 0,2271 = 12^\circ 48';$$

$$\beta_1' = 180 - 12^\circ 48' = 157^\circ 12'.$$

Taigi

$$H = \frac{1}{20} [\cos 60^\circ - \cos 157^\circ 12'] = \frac{1}{20} (0,5 + 0,9750) \text{ Oe} = \\ = \frac{1,4750}{20} \text{ Oe} = 0,7375 \text{ Oe}.$$

28. Išlenktu žiedu laidininku bėga stiprumo $I=14 \text{ A}$ elektros srovė. Žiedo radiusas $R=11 \text{ cm}$. Išskaičiuokite magnetinio lauko stiprumą H : a) žiedo centre ir b) taške, gulinčiame statmenyje, iškeltame iš žiedo centro ir nutolusiame nuo centro per $h=10 \text{ cm}$ (303 pav.).



Pagal Bio-Savaro dėsnį

$$dH = \frac{I \cdot dl}{cr^2} \sin (dl, r),$$

$$H = \frac{I}{c} \int \frac{dl}{r^2} \sin (dl, r).$$

a) $\sin (dl, r) = 1$ ir $r=R$, taigi

$$H = \frac{I}{cR^2} \int_0^l dl = \frac{I}{cR^2} \int_0^{2\pi} R \cdot d\varphi = \frac{2\pi I}{cR} = \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 14 \cdot 3 \cdot 10^9}{3 \cdot 10^{10} \cdot 11} \text{ Oe} = 0,8 \text{ Oe}.$$

b) $\sin (dl, r) = \frac{R}{\sqrt{R^2 + h^2}}$ (303 pav.) ir

$$H = \frac{2\pi RI}{c(R^2 + h^2)} \cdot \frac{R}{\sqrt{R^2 + h^2}} = \frac{2\pi R^2 I}{c\sqrt{(R^2 + h^2)^3}} = \\ = \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 121 \cdot 14 \cdot 3 \cdot 10^9}{3 \cdot 10^{10} \sqrt{(121 + 100)^3}} \text{ Oe} = 0,32 \text{ Oe}.$$

29. Bėgant stiprumo $I=7 \text{ A}$ elektros srovei švininiu diametro $D=10 \text{ cm}$ ir skerspjūvio ploto $S=0,7 \text{ mm}^2$ žiedu, žiedas įkais-

ta iki temperatūros, artimos jo lydymosi temperatūrai. Toje temperatūroje žiedo atsparumas $p_0 = 0,2 \frac{\text{kp}}{\text{mm}^2}$. Suraskite, ar sutruks toks žiedas, patalpintas į indukcijos $B = 10\,000\text{ G}$ magnetinį lauką. Žiedo plokštuma statmena magnetinio lauko kryptčiai.

Visą žiedą veikianti jėga

$$F = \frac{I}{c} \int B \cdot dl \cdot \sin(dl, \mathbf{H}) = \frac{1}{c} \cdot 2\pi \frac{D}{2} IB,$$

nes šiuo atveju $\sin(dl, \mathbf{H}) = 1$. Ši jėga nukreipta radialiai iš žiedo centro visomis kryptimis. Taigi veikianti žiedo skerspiūvį jėga bus lygi $\frac{1}{c} BI \frac{D}{2}$. Kad žiedas sutrūktų, jėga turi būti lygi Sp_0 , taigi

$$\frac{1}{c} BI \frac{D}{2} = Sp_0.$$

Žiedas sutruks tik būdamas magnetiniame lauke, kurio indukcija bus lygi arba didesnė už

$$B = \frac{2cSp_0}{ID} = \frac{2 \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 0,07 \cdot 0,2 \cdot 1000 \cdot 981 \cdot 100}{3 \cdot 10^9 \cdot 7 \cdot 10} = 39240\text{ G}.$$

Taigi $B = 10000\text{ G}$ stiprumo magnetiniame lauke žiedas nesutruks.

30. Turėdamas 5000 eV energiją elektronas įlekia į vienalytį statmeną jo judėjimo kryptčiai, magnetinį lauką. Išskaičiuokite elektrono kelio kreivumo radiusą r . Magnetinio lauko stiprumas $H = 200\text{ Oe}$, elektrono masė $m = 9 \cdot 10^{-28}\text{ g}$, jo elektrinis krūvis $e = 4,8 \cdot 10^{-10}\text{ CGSE}$.

Elektrono judėjimą vienalyčiame magnetiniame lauke nusako ši lygtis:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{evH}{c},$$

iš čia

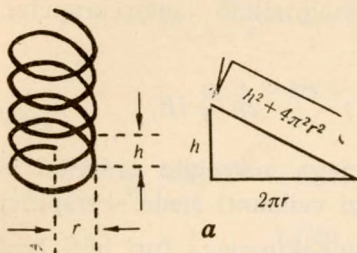
$$r = \frac{cmv}{eH}.$$

Elektrono kinetinė energija $\frac{1}{2} mv^2 = e \frac{U}{300}\text{ erg}$; taigi jo $v =$

$= \sqrt{\frac{2eU}{300m}}$. Įstatę v reikšmę, gauname:

$$r = \frac{c}{H} \sqrt{\frac{2Um}{300e}} = \frac{3 \cdot 10^9}{200} \sqrt{\frac{2 \cdot 5000}{300 \cdot 4,8 \cdot 10^{-8}}} \text{ cm} = 1,2\text{ cm}.$$

31. Elektronas juda magnetiniame lauke sraigine linija, kurios radiusas $r=2$ cm ir žingsnis $h=5$ cm (304 pav.). Magnetinio lauko indukcija $B=20$ G. Išskaičiuokite elektrono greitį v .



304 pav.

Elektrono judėjimą magnetiniame lauke nusako ši lygtis:

$$\frac{mv^2}{r_1} = \frac{evB}{c},$$

čia r_1 yra elektrono sraiginės trajektorijos kreivumo radiusas. Iš šios lygties

$$v = \frac{eBr_1}{cm}.$$

Vieną viją nuskriejęs elektronas nueina kelią (304 pav., a)

$$\sqrt{h^2 + 4\pi^2 r^2}.$$

Taigi

$$\frac{r_1}{r} = \frac{\sqrt{h^2 + 4\pi^2 r^2}}{2\pi r},$$

iš čia

$$r_1 = \frac{\sqrt{h^2 + 4\pi^2 r^2}}{2\pi}.$$

Tokiu būdu,

$$v = \frac{eB}{2\pi cm} \sqrt{h^2 + 4\pi^2 r^2}.$$

Istatę duomenis ir išskaičiavę, gauname:

$$v = \frac{4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 20}{2 \cdot 3,14 \cdot 9 \cdot 10^{-28} \cdot 3 \cdot 10^{10}} \sqrt{25 + 4(3,14)^2 \cdot 4} \frac{\text{cm}}{\text{s}} = 7,6 \cdot 10^8 \frac{\text{cm}}{\text{s}}.$$

32. Du ilgio l tiesūs laidai yra nuotolyje $l_1=10$ cm vienas nuo kito. Jais bėga elektros srovė $I_1=20$ A ir $I_2=30$ A. Išskaičiuokite (1 cm laidų ilgiui) darbą, kurį reiktų atlikti, tuos laidus nutolinant iki $l_2=20$ cm.

Bėgant elektros srovei, laidus veiks jėga $F = \frac{2I_1 I_2}{c^2 l_1} l$, kai nuotolis tarp jų yra l_1 . Esant nuotoliui x , $F = \frac{2I_1 I_2}{c^2 x} l$. Kad nutolintume laidus nuotoliu dx , reikės atlikti darbą

$$dW = \frac{2I_1 I_2 l}{c^2 x} \cdot dx,$$

o nutolinant juos nuo l_1 iki l_2 ,

$$W = \frac{2I_1 I_2 l}{c^2} \int_{l_1}^{l_2} \frac{dx}{x} = \frac{2I_1 I_2 l}{c^2} \ln \frac{l_2}{l_1}.$$

Tokiu būdu,

$$W = \frac{2 \cdot 20 \cdot 30 (3 \cdot 10^9)^2 l}{(3 \cdot 10^{10})^2} \ln 2 = 12 \cdot 0,69 l = 8,28 l \text{ erg}$$

$$\frac{W}{l} = 8,28 \text{ erg/cm} = 8,28 \cdot 10^{-7} \text{ J/cm}.$$

33. Reikia suvyti ilgio $l=20$ cm ir diametro $D=5$ cm solenoidą, kad jo viduje būtų sukurtas stiprumo $H=12,6$ Oe magnetinis laukas. Išskaičiuokite: a) reikalingą ampervijų skaičių tokiam solenoidui, b) kokią įtampą reikalinga sudaryti tarp solenoido vijų galų, jei solenoidas suvytas iš diametro $d=0,5$ mm varinės vielos.

Solenoido viduje magnetinio lauko stiprumas, išreikštas ers-
tedais, yra lygus ampervijų viename centimetre skaičiui nI , pa-
daugintam iš $0,4\pi$. Taigi

$$H = 0,4\pi nI \text{ Oe}.$$

Iš čia ampervijų skaičius 1 cm

$$nI = \frac{H}{0,4\pi} = \frac{12,6}{1,256} \frac{\text{Av}}{\text{cm}} \approx 10 \frac{\text{Av}}{\text{cm}},$$

o visame solenoide jų skaičius

$$nIl = 10 \cdot 20 \text{ Av} = 200 \text{ Av}.$$

Užvyniotos vielos diametras $d=0,5$ mm, todėl visame solenoide turėsime 400 vijų. Bet ampervijų skaičius lygus 200. Kad so-
lenoide susidarytų stiprumo H magnetinis laukas, pro solenoidą
turėtų bėgti stiprumo

$$I = \frac{200}{400} = 0,5 \text{ A}$$

elektros srovė.

Solenoido vijų elektrinė varža

$$R = \rho \frac{2\pi D \ln}{d^2} = 1,7 \cdot 10^{-6} \frac{4 \cdot 5 \cdot 400}{0,0025} \Omega = 1,08 \Omega.$$

Reikalinga įtampa

$$U = IR = 0,5 \cdot 1,08 \text{ V} = 0,54 \text{ V}.$$

IX SKYRIUS

34. Išskaičiuokite vandenilio atomo magnetinį momentą ir jo elektrono judėjimo kiekio momentą ir suraskite jų santykį. Elektrono orbitos radiusas $r=0,53 \text{ \AA}$, jo skriejimo greitis $v \approx 2,2 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1}$.

Skriedamas apskritimu aplink branduolį, elektronas neša elektros kiekį $e=4,8 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}$. Visą kelią elektronas apskrieja per $\frac{2\pi r}{v}$, taigi jo skriejimo dažnumas $f = \frac{v}{2\pi r}$. Tokiu būdu, per 1 s pro skersinį orbitos piūvį pernešamas elektros kiekis $I = e \frac{v}{2\pi r}$. Kontūro, kuriuo bėga stiprumo I elektros srovė, magnetinis momentas

$$\begin{aligned} p_m &= IS = e \frac{v}{2\pi r} \pi r^2 = \frac{1}{2} e v r = \\ &= \frac{1}{2} \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 2,2 \cdot 10^8 \cdot 0,53 \cdot 10^{-8} \text{ g}^{\frac{1}{2}} \text{ cm}^{\frac{7}{2}} \text{ s}^{-2} = \\ &= 2,8 \cdot 10^{-10} \text{ g}^{\frac{1}{2}} \text{ cm}^{\frac{7}{2}} \text{ s}^{-2}. \end{aligned}$$

Elektrono judėjimo kiekio momentas $p = mvr = 9 \cdot 10^{-28} \cdot 2,2 \cdot 10^8 \cdot 0,53 \cdot 10^{-8} \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-1} = 10,5 \cdot 10^{-28} \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

$$\begin{aligned} \text{Santykis } \frac{p_m}{p} &= \frac{\frac{1}{2} e v r}{m v r} = \frac{1}{2} \frac{e}{m} = \frac{1}{2} \cdot \frac{4,8 \cdot 10^{-10}}{9 \cdot 10^{-28}} \text{ g}^{\frac{1}{2}} \text{ cm}^{\frac{3}{2}} \text{ s}^{-1} = \\ &= 0,26 \cdot 10^{-8} \text{ g}^{-\frac{1}{2}} \text{ cm}^{\frac{3}{2}} \text{ s}^{-1} \left(\frac{\text{CGSE}}{\text{g}} \right). \end{aligned}$$

35. Plonasieniu tuščiaviduriu radiuso $R_2=5 \text{ cm}$ vamzdžiu bėga stiprumo $I=20 \text{ A}$ elektros srovė ir grįžta ištemptu to vamzdžio ašyje vientisu radiuso $R_1=1 \text{ mm}$ laidu. Vamzdžio ilgis $l=20 \text{ m}$. Išskaičiuokite šios sistemos magnetinį srautą; magnetinio lauko metalo viduje galima nepaisyti.

Magnetinis srautas bus susitelkęs vamzdžio viduje. Vamzdžio išorėje $\oint H \cdot dl = 0$, nes $\Sigma I = 0$. Magnetinio lauko stiprumas H bet kuriame taške vamzdžio viduje priklausys nuo to taško nuotolio r iki vientiso laido; sistemos ilgis l yra didelis, palyginus su radiusu (R_2), todėl apytikriai

$$H = \frac{2I}{r} \text{ ir } B = \frac{2\mu I}{r},$$

$$\mu \approx 1.$$

Magnetinis srautas pro ploto elementą $dS = l \cdot dr$ yra

$$d\Phi = B \cdot dS \cdot \cos(\mathbf{B}, d\mathbf{S}) = \mu H \cdot dS \cdot \cos(\mathbf{B}, d\mathbf{S}).$$

Bet $(\mathbf{B}, d\mathbf{S}) = 0$. Taigi

$$d\Phi = 2\mu Il \frac{dr}{r}$$

ir

$$\begin{aligned}\Phi &= 2\mu Il \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r} = 2\mu Il \ln \frac{R_2}{R_1} = 2 \cdot 2 \cdot 2000 \ln \frac{5}{0,1} \text{ M} = \\ &= 8000 \cdot 3,91 \text{ M} = 31300 \text{ M}.\end{aligned}$$

36. Reikia pagaminti tokį elektromagnetą, kad tarp jo antgalių būtų magnetinio lauko indukcija $B = 14000 \text{ G}$. Geležinės šerdies ilgis $l = 40 \text{ cm}$, jos diametras $D = 5 \text{ cm}$, tarpo tarp antgalių plotis $l_0 = 1 \text{ cm}$. Suraskite:

a) Kokią reikia prijungti įtampą U , kad gautume tokios dydžio B , jeigu varinės vielos apvijai vynioti skerspjūvio plotas $S = 1 \text{ mm}^2$ (vario specifinė varža $\rho = 1,71 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}$).

b) Koks bus apvijos storis, jeigu srovės tankis $j = 3 \text{ A mm}^{-2}$.

Pagal Hopkinso formulę

$$B = \frac{4\pi In}{\frac{l_0}{\mu_0} + \frac{l}{\mu}},$$

iš čia reikalingas ampervijų skaičius

$$In = \frac{B}{4\pi} \left(\frac{l_0}{\mu_0} + \frac{l}{\mu} \right).$$

Iš indukcijos B priklausomybės nuo magnetinio lauko stiprumo H geležyje kreivės $B = f(H)$ surandame, kad $B = 14000 \text{ G}$ atitinka $H = 10 \text{ Oe}$. Geležies magnetinis pralaidumas $\mu = \frac{B}{H} = \frac{14000}{10} = 1400$. Tada

$$In = \frac{14000}{4 \cdot 3,14} \left(1 + \frac{40}{1400} \right) \text{ Av} = 1,15 \cdot 10^4 \text{ Av}.$$

Bet $I = jS = 3 \text{ A}$, taigi $n = 3880$ vijų.

$$U = IR = \frac{l \rho \pi n D}{S} = \frac{3 \cdot 1,71 \cdot 10^{-6} \cdot 3,14 \cdot 3880 \cdot 5}{1 \cdot 10^{-2}} \text{ V} = 31 \text{ V}.$$

Vielos diametras $d = \sqrt{\frac{4S}{\pi}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 1}{3,14}} \text{ mm} = 1,13 \text{ mm} = 0,113 \text{ cm}$.

Taigi viso solenoido ilgyje l tilps $n_0 = \frac{l}{d} = \frac{40}{0,113} = 354$ vijos.

Tada vijų sluoksnių skaičius

$$N = \frac{n}{n_0} = \frac{3830}{354} = 11.$$

Apvijos storis

$$h = 0,113 \cdot 11 \text{ cm} = 1,2 \text{ cm}.$$

X SKYRIUS

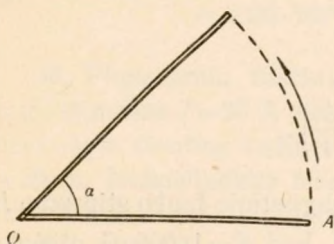
37. Stačiai nukreiptas ilgio 2 m laidas (automobilio antena) juda iš rytų į vakarus Žemės magnetiniame lauke greičiu $v = 60 \frac{\text{km}}{\text{val}}$. Išskaičiuokite indukuotą elektrovaros jėgą tarp laido galų. Žemės magnetinio lauko gulsčiasis komponentas yra lygus $H_h = 0,2 \text{ Oe}$.

Indukuotoji elektrovaros jėga

$$E = \oint \frac{dN}{dt} = \oint H_h l v = 10^{-8} \cdot 0,2 \cdot 200 \frac{60 \cdot 10^5}{60 \cdot 60} \text{ V} = 0,66 \cdot 10^{-3} \text{ V}.$$

Dešinės rankos taisyklė nurodo, kad elektrovaros jėga nukreipta iš viršaus žemyn.

38. Išskaičiuokite indukuotąją elektrovaros jėgą E tiesinio laido galuose, jei laidas sukasi vienalyčiame magnetiniame lauke aplink ašį viename gale (305 pav.). Laido ilgis $l = 10 \text{ cm}$, apsisukimų skaičius $\omega = 100 \text{ s}^{-1}$. Magnetinio lauko stiprumas $H_n = 1000 \text{ Oe}$.



305 pav.

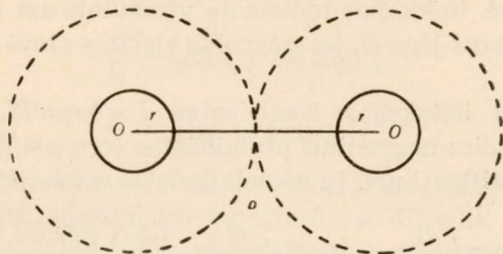
Pasisukus kampą α , laidas apdengia plotą $S = \frac{1}{2} l^2 \alpha$ ir perker-

ta jėgų linijų $\frac{1}{2} l^2 \alpha H_n$; H_n yra statmenas S magnetinio lauko komponentas. Todėl

$$\begin{aligned} E &= \oint \frac{dN}{dt} = \frac{1}{2} \oint H_n l^2 \frac{d\alpha}{dt} = \frac{1}{2} \oint H_n l^2 \omega = \\ &= 10^{-8} \frac{10^3 \cdot 10^2}{2} 2 \cdot 3,14 \cdot 10^2 \text{ V} = 0,314 \text{ V}. \end{aligned}$$

Jei magnetinis laukas eina į stebėtoją ir laidas sukasi laikrodžio rodyklės sukimosi kryptimi, tai ašyje bus teigiamas potencialas.

39. Išskaičiuokite sudarančių elektros grandinę dviejų ilgų laidų linijos indukciją (306 pav.). Laidų radiusas yra r , nuotolis tarp jų ašių lygus a .



306 pav.

Iš pradžių išskaičiuokime praeinantį pro plokštumą, apribotą ilgio l laidų ašių, magnetinį srautą. Vieno, kairiojo, laido srityje $0 < x < r$ (laido viduje) magnetinio lauko įtampa

$$2\pi x H = 4\pi^2 x^2 j,$$

kur j yra srovės tankis. Iš čia magnetinio lauko stiprumas laido viduje $H = 2\pi j x = \frac{2I}{r^2} x$. Todėl magnetinis srautas pro plokštumos

dalį, esančią laide, yra lygus $\frac{2Il}{r^2} \int_0^r x \cdot dx = Il$. Magnetinio lau-

ko stiprumas srityje $x > r$ yra lygus $\frac{2I}{x}$, taigi magnetinis srautas pro likusią plokštumos dalį yra lygus

$$2Il \int_r^a \frac{dx}{x} = 2Il \ln \frac{a}{r}.$$

Abiejuose laiduose srovės bėga priešingomis kryptimis, todėl jų sukurtų tarp laidų magnetinių laukų kryptys vienodos. Tarp laidų visas magnetinis srautas

$$\Phi = 2 \left(Il + 2Il \ln \frac{a}{r} \right) = 4I \left(\frac{1}{2} + \ln \frac{a}{r} \right) l.$$

Indukcijos koeficientas

$$L = \frac{\Phi}{I} = 4 \left(\frac{1}{2} + \ln \frac{a}{r} \right) l.$$

Paprastai $r \ll a$, todėl $1/2$ galime atmesti. Tada

$$L = 4l \ln \frac{a}{r}.$$

40. Solenoido ilgis $l = 20$ cm, jo skerspjūvis $S = 10$ cm². Solenoido apviją sudaro 320 vijų. Solenoidu bėga stiprumo $I = 3$ A elektros srovė. Kokia bus indukuota užmautoje ant solenoido vijoje elektros jėga E , jei solenoide elektros srovė išnyksta per 0,001 s.

Solenoido indukcijos koeficientas $L = 4\pi\mu n^2 l S$, čia μ yra solenoido šerdies magnetinis pralaidumas (oro $\mu \approx 1$), n — jo apvijos vijų skaičius 1 cm. Indukuotoji elektros jėga

$$E = -L \frac{dI}{dt} = -4\pi\mu n^2 l S \frac{dI}{dt} = \frac{4 \cdot 3,14 \cdot (16)^2 \cdot 20 \cdot 10}{9 \cdot 10^{11}} \cdot \frac{3}{0,001} \text{ V} = 0,019 \text{ V}.$$

XI SKYRIUS

41. Išskaičiuokite, kiek pasikeis emisijos srovės tankis, pakėlus volframo temperatūrą nuo $T_1 = 2000^\circ\text{K}$ iki $T_2 = 2020^\circ\text{K}$. Elektromagnetinio išspindėjimo iš volframo darbas $e\varphi = 4,53$ eV.

Emisijos srovės tankis

$$j = A T^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}}$$

arba

$$\ln j = \ln A + 2 \ln T - \frac{e\varphi}{kT}.$$

Esant temperatūrai T_1 ,

$$\ln j_1 = \ln A + 2 \ln T_1 - \frac{e\varphi}{kT_1},$$

o esant T_2 ,

$$\ln j_2 = \ln A + 2 \ln T_2 - \frac{e\varphi}{kT_2}.$$

Iš čia

$$\ln \frac{j_2}{j_1} = 2 \ln \frac{T_2}{T_1} - \frac{e\varphi}{k} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right).$$

Istatę duomenis, turėsime:

$$\ln \frac{j_2}{j_1} = 2 \ln \frac{2020}{2000} - \frac{4,53 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}}{1,38 \cdot 10^{-16}} \left[\frac{1}{2020} - \frac{1}{2000} \right] = 2 \ln 1,01 + 0,2625,$$

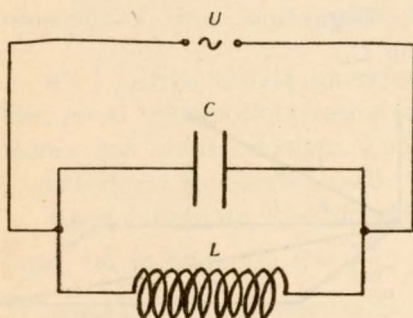
$$\ln \frac{j_2}{j_1} = 0,0219 + 0,2625 = 0,2844,$$

$$\lg \frac{j_2}{j_1} = 0,2844 \cdot 0,434 = 0,1254,$$

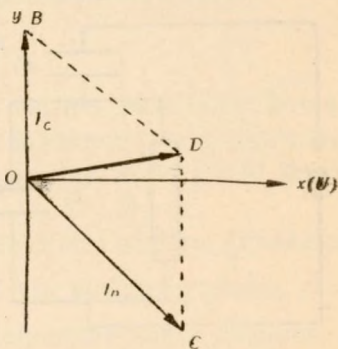
$$\frac{j_2}{j_1} = 1,335, \text{ arba } 33,5\%.$$

XIII SKYRIUS

42. Į kintamosios elektros srovės grandinę (307 pav.) įjungta lygiagrečiai sujungti kondensatorius ir droselis. Tinklo įtampa $U=120$ V, kintamosios elektros srovės dažnumas $f=50$ Hz, kondensatoriaus talpumas $C=20$ μ F, droselio ominė varža $R=100$ Ω , induktyvumas $L=0,5$ H. Išskaičiuokite elektros srovės



307 pav.



308 pav.

stiprumą: a) bėgančios pro kondensatorių, b) pro droselį ir c) visoje grandinėje.

a) Bėgančios pro kondensatorių elektros srovės stiprumas

$$I_c = \frac{U}{1/C\omega} = UC\omega = 120 \cdot 20 \cdot 10^{-6} \cdot 2 \cdot 3,14 \cdot 50 \text{ A} = 0,75 \text{ A}.$$

b) Bėgančios pro droselį elektros srovės stiprumas

$$I_D = \frac{U}{\sqrt{R^2 + (L\omega)^2}} = \frac{120}{\sqrt{10000 + 24336}} = 0,64 \text{ A}.$$

c) Visos grandinės elektros srovės stiprumui surasti išbrėžime diagramą (308 pav.). Tinklo įtampą atidėkime ašyje $x(U)$.

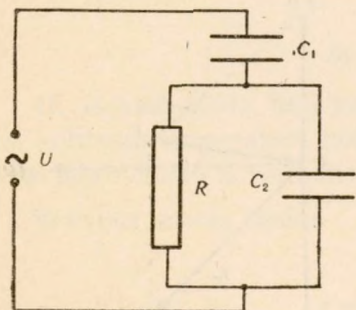
Tada bėgančios kondensatoriuje elektros srovės stiprumą I_C reikės atidėti ašyje y , nes jo fazių skirtumas atžvilgiu tinklo įtampos fazės yra $\varphi = \pi/2$; jį vaizduoja vektorius $\vec{OB}$; bėgančios droseliu srovės stiprumo I_D fazių skirtumas φ :

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{L\omega}{R} = -\frac{0,5 \cdot 314}{100} = -1,57,$$

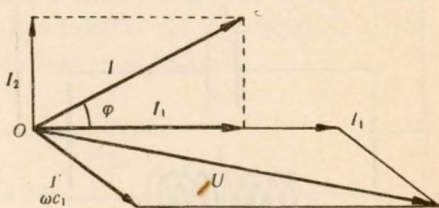
taigi $\varphi = -57^\circ 30'$. I_D vaizduoja vektorius $\vec{OC}$. Tuomet visos elektros srovės grandinės stiprumą I vaizduoja vektorius $\vec{OD}$.

$$\begin{aligned} I &= \sqrt{I_C^2 + I_D^2 - 2I_C I_D \cos \alpha} = \sqrt{I_C^2 + I_D^2 - 2I_C I_D \cdot \sin \varphi} = \\ &= \sqrt{(0,75)^2 + (0,64)^2 - 2 \cdot 0,75 \cdot 0,64 \sin 57,5^\circ} \text{ A} = 0,4 \text{ A}. \end{aligned}$$

43. Turime 309 pav. pavaizduotą schemą. Tinklo įtampa $U=120 \text{ V}$, kintamosios srovės dažnumas $f=50 \text{ Hz}$, talpumas $C_1=2 \text{ } \mu\text{F}$ ir $C_2=5 \text{ } \mu\text{F}$, $R=1000 \text{ } \Omega$. Išskaičiuokite srovės stiprumą I_1 , bėgančios pro varžą R , ir I , bėgančios pro kondensatorių C_1 .



309 pav.



310 pav.

Įtampos kritimas varžoje R , o taip pat kondensatoriuje C_2 yra lygus $I_1 R$, o srovės stiprumas kondensatoriuje C_2 yra $I_2 = I_1 R \omega C_2$ (310 pav.). Tuomet grandinės visos srovės stiprumas

$$I = \sqrt{I_1^2 + I_2^2} = I_1 \sqrt{1 + R^2 \omega^2 C_2^2}.$$

Visa grandinės įtampa U yra lygi geometrinei sumai $I_1 R$ ir $\frac{I}{\omega C_1}$:

$$U^2 = I_1^2 R^2 + \frac{I^2}{\omega^2 C_1^2} + \frac{2I_1 R I}{\omega C_1} \cos \alpha.$$

$$\text{Bet } \alpha = \frac{\pi}{2} - \varphi, \text{ taigi } \cos \alpha = \frac{I_2}{I} = \frac{R \omega C_2}{\sqrt{1 + R^2 \omega^2 C_2^2}}.$$

Istatę I ir $\cos \alpha$ reikšmes, gauname:

$$U^2 = I_1^2 R^2 + \frac{I_1^2 + I_1^2 R^2 \omega^2 C_2^2}{\omega^2 C_1^2} + \frac{2I_1^2 R \sqrt{1 + R^2 \omega^2 C_2^2}}{1 + R^2 \omega^2 C_2^2} =$$

$$= \frac{I_1^2}{\omega^2 C_1^2} [1 + R^2 \omega^2 (C_1 + C_2)^2].$$

Iš čia

$$I_1 = \frac{U \omega C_1}{\sqrt{1 + R^2 \omega^2 (C_1 + C_2)^2}} =$$

$$= \frac{120 \cdot 2 \cdot 3,14 \cdot 50 \cdot 2 \cdot 10^{-6}}{\sqrt{1 + (1000)^2 \cdot (2 \cdot 3,14 \cdot 50)^2 [(2 + 5) \cdot 10^{-6}]^2}} A = 3,1 \cdot 10^{-2} A$$

ir

$$I = U \omega C_1 \sqrt{\frac{1 + R^2 \omega^2 C_2^2}{1 + R^2 \omega^2 (C_1 + C_2)^2}} =$$

$$= 120 \cdot 2 \cdot 3,14 \cdot 2 \cdot 10^{-6} \sqrt{\frac{1 + (1000)^2 (2 \cdot 3,14 \cdot 50)^2 (5 \cdot 10^{-6})^2}{1 + (1000)^2 (2 \cdot 3,14 \cdot 50)^2 [(2 + 5) \cdot 10^{-6}]^2}} A =$$

$$= 5,8 \cdot 10^{-2} A.$$

44. Į CuSO_4 tirpalą įmerktos dvi varinės plokštelės. Suraskite, esant kokiam kintamosios srovės dažnumui f , talpuminis laidumas bus lygus ominiui. CuSO_4 specifinė varža $\rho = 40 \, \Omega \text{ cm}$, jo dielektrinė konstanta $\epsilon = 80$.

Jeigu laikysime, kad įmerktos plokštelės sudaro kondensatorių, tai jo talpumas $C = \frac{\epsilon S}{4\pi d}$, čia S yra plokštelių plotas, d — jų nuotolis. Tokio kondensatoriaus talpuminė varža dažnumo f elektros srovei bus lygi $\frac{1}{2\pi f C}$, o jo talpuminis laidumas — $2\pi f C = \frac{2\pi f \epsilon S}{4\pi d}$. Esančio tarp plokštelių elektrolito ominė varža yra $\rho \frac{d}{S}$, o jo ominis laidumas $\frac{S}{\rho d}$. Abu laidumai bus lygūs, kai

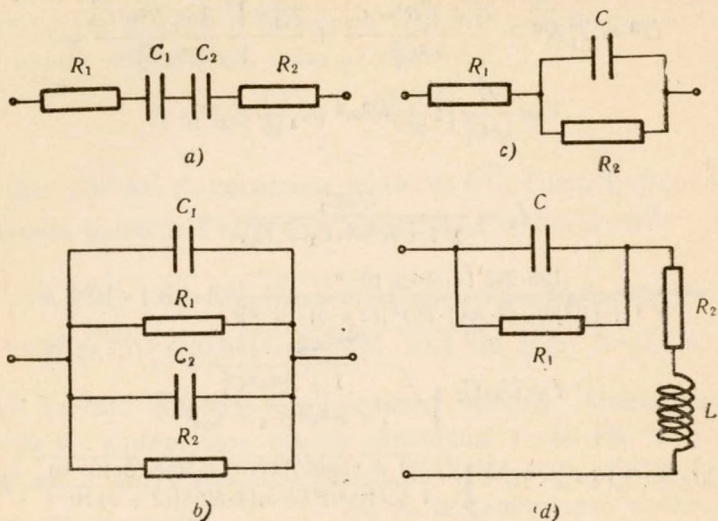
$$\frac{f \epsilon S}{2d} = \frac{S}{\rho d},$$

iš čia

$$f = \frac{2}{\epsilon \rho} = \frac{2 \cdot 9 \cdot 10^{11}}{40 \cdot 80} \text{ Hz} = 5,6 \cdot 10^8 \text{ Hz}.$$

45. Išskaičiuokite 311 pav. pavaizduotų junginių įėjimo varžą dažnumo ω kintamiesiems dydžiams. Suraskite kiekvienam

dipoliui atstojamąją schemą, sudarytą iš 2 jungiamųjų elementų, kurių dydžiai išreiškiami duotais dydžiais.



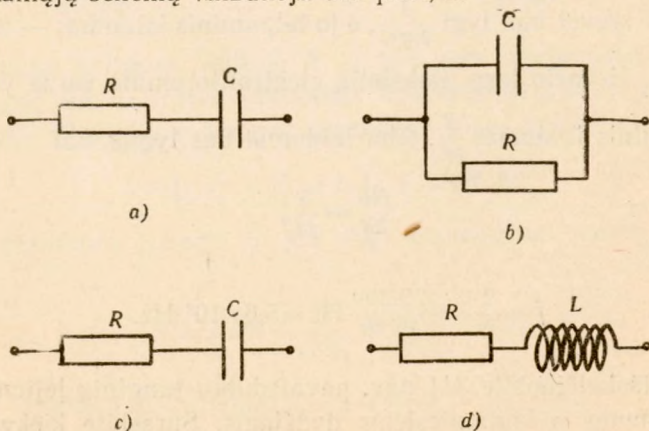
311 pav.

a) Skaičiuojame kompleksinę varžą $Z = R + iX$. C_1 ir C_2 pakeičiame $-i \frac{1}{\omega C_1}$ ir $-i \frac{1}{\omega C_2}$. Tada

$$Z = R + iX = R_1 + R_2 - i \left(\frac{1}{\omega C_1} + \frac{1}{\omega C_2} \right) = R_1 + R_2 - i \frac{1}{\omega \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}},$$

$$\text{taigi } R = R_1 + R_2 \text{ ir } X = -\frac{1}{\omega C}, \text{ kur } C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}.$$

Atstojamąją schemą vaizduoja 312 pav., a.



312 pav.

b) Šiuo atveju skaičiuojame kompleksinį laidumą, nes turime lygiagrečių jungimą:

$$Y = \frac{1}{Z} = G + iB,$$

$$\text{kur } G = \frac{1}{R_1 R_2} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2},$$

o

$$B = \omega C = \omega (C_1 + C_2),$$

taigi

$$Y = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + i\omega (C_1 + C_2).$$

Atstojamąją schemą vaizduoja 312 pav., b.

c)

$$Z = R_1 + \frac{1}{\frac{1}{R_2} + i\omega C} = R_1 + \frac{R_2}{1 + i\omega C R_2}.$$

Padauginkime vardiklį iš sujungtinio kompleksinio skaičiaus.

Tada

$$Z = R_1 + \frac{R_2 (1 - i\omega C R_2)}{1 + (\omega C R_2)^2} = R + iX,$$

čia

$$R = R_1 + \frac{R_2}{1 + (\omega C R_2)^2},$$

o

$$X = - \frac{\omega C R_2^2}{1 + (\omega C R_2)^2} = - \frac{1}{\omega C'},$$

iš čia

$$C' = C \frac{1 + (\omega C R_2)^2}{(\omega C R_2)^2}.$$

Atstojamoji schema pavaizduota 312 pav., c,

d)

$$Z = R_2 + i\omega L + R_1 \parallel \frac{1}{i\omega C} = R_2 + i\omega L + \frac{R_1}{1 + i\omega C R_1}.$$

Padauginę paskutinį narį iš sujungtinio kompleksinio skaičiaus, gausime:

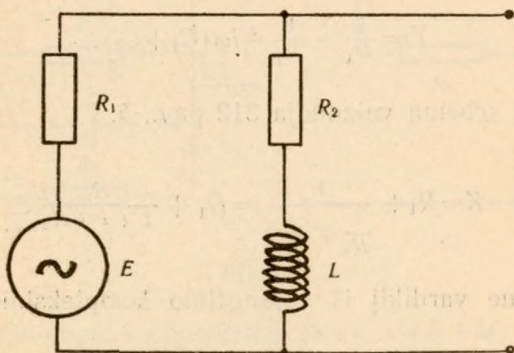
$$\frac{R_1}{1 + (\omega C R_1)^2} - i \frac{\omega C R_1^2}{1 + (\omega C R_1)^2}.$$

Tokiu būdu,

$$Z = R_2 + \frac{R_1}{1 + (\omega CR_1)^2} + i \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \frac{(\omega CR_1)^2}{1 + (\omega CR_1)^2} \right) = R + iX.$$

Reaktyvinė varža, priklausomai nuo $L\omega$, gali būti induktyvi arba talpuminė. Pirmuoju atveju atstojamoji schema pavaizduota 312 pav., d.

46. Išskaičiuokite pavaizduoto 313 pav. aktyvaus dipolio atstojamosios schemos elementus: a) tuščiai eigai ir b) trumpam sujungimui.



313 pav.

a) Tuščiai eigai:

$$U_t = E \frac{R_2 + i\omega L}{R_1 + R_2 + i\omega L}.$$

Vidinė varža

$$Z_i = (R_2 + i\omega L) \parallel R_1 = \frac{R_1(R_2 + i\omega L)}{R_1 + R_2 + i\omega L} = R + iX.$$

Padauginę iš kompleksinio sujungtinio skaičiaus, gausime:

$$Z_i = \frac{(R_1 R_2 + i\omega L R_1)(R_1 + R_2 - i\omega L)}{(R_1 + R_2)^2 + (\omega L)^2},$$

$$X = \frac{R_1^2}{(R_1 + R_2)^2 + (\omega L)^2} \omega L,$$

$$R = \frac{R_1 R_2 (R_1 + R_2) + (\omega L)^2 R_1}{(R_1 + R_2)^2 + (\omega L)^2}.$$

b) Trumpam sujungimui elektros srovės stiprumas

$$I_t = \frac{U_t}{Z_i} = E \frac{1}{R_1}.$$

D A L Y K U R O D Y K L Ě

A

abipusė indukcija 227
 abipusės indukcijos koeficientas 227
 akceptorius 106
 akumuliatorius 130
 amperas 71
 ampernietras 176, 181
 Ampero dėsnis 172, 178
 ampersekundė (As) 12, 71
 ampervalanda (Ah) 71
 ampervija (Av) 185
 ampervija metre (Av/m) 185
 anijonas 115
 anodas 114
 anomalija 162
 antiiferomagnetinė medžiaga 204
 antiužtvėrimasis sluoksnis 245
 antrinė elektroninė emisija 252
 apvija, būginė 319
 — židinė 318

B

Bio-Savaro dèsnis 168
Boguslavskio-Lengmiuro dèsnis 247

C

centimetras (cm) 29
CGS (abs. Gauso) magnetinių dy-
džių vienetų sistema 160
CGSE elektrinių ir magnetinių dy-
džių vienetų sistema 186

CGSM elektrinių ir magnetinių dydžių vienetų sistema 186
 charakteristika 148, 273, 275

D

Danielio elementas 127
dažnumas 287, 311
defektas 103
defektoskopija, magnetinė 208
deklinatorius 163
depolarizatorius 127
D-vektorius 28
diamagnetinė medžiaga 191
— polarizacija 185
dielektrikas 24
dielektrinė konstanta 28, 48
— polarizacija 43, 44, 50
dielektrinis atsparumas 145
dinamomašina 318
dinatroninis efektas 253
diodas 273
Diulongo ir Pti taisyklė 102
divergencija 19
domenas 58, 203
donoras 106
džaulinė šiluma 86
Džaulio-Lenco dėsnis 86
E
Einšteino formulė 41
ekstra (Fuko) srovė 233

ekvipotencialinis (vienodo potencia-
lo) paviršius 22
elektra 5, 9
elektrinė ašis 10, 63
elektrinė varža 72
— (dielektrinė) poliarizacija 43
— poliarizacijos koeficientas 53
elektrinės energijos šiluminis ekviva-
lentas 86
elektrinio lauko energija 35
— — jėgų linija 14
— — stiprumas 13
elektrinis dipolis 10, 55
— filtras 147
— laidumas 72, 104, 110
— lankas 147
— laukas 13, 55, 181
— momentas 10
— potencialas 21
— pramušimas 145
— rezonansas 295
— talpumas 29
— variklis 320
— vektorius 13
elektrocheminis ekvivalentas 121
elektrodas 114
elektroforas 64
elektrokinetinė energija 230
elektrolitas 113, 117
elektrolitinė disociacija 115
— poliarizacija 126
elektrolitinės disociacijos laipsnis 116
elektrolitinis potencialas 125
— tirpimo slėgimas 124
elektrolizė 120
elektrolizės (Faradėjaus) dėsniai 122
elektromagnetas 207
elektromagnetinė banga 331, 338
— indukcija 220
elektromagnetinės indukcijos (Fara-
dėjaus) dėsnis 221, 224
elektromagnetinis laukas 324, 327
elektrometras 8, 36
elektronas 8, 24, 90, 264
elektroninė banga 93
elektroninės dujos 91
elektroninis dauginuvas 254
—

— fotodauginuvas 254
— komutatorius 269
— mikroskopas 270
elektrono laisvasis kelias 91
elektronų išbarstymo koeficientas 92
elektros krūvis 9, 10, 26, 45, 89
— krūvių dauginimo būdas 64
— srovė 70, 170, 286, 287, 302,
304, 325
— srovės energija 85, 301
— — galingumas 85, 301
— — generatorius 318
— — stiprumas 70, 288, 303
— — tankis 72
elektroskopas 8
elektrostatinė indukcija 26, 28
elektrostatinės indukcijos mašina 64
elektrostatinis generatorius 66
elektrostrikcija 47, 63
elektrovaros jėga 79, 220
emiteris 278
erstadas (Oe) 160

F

faradas (F) 30
Faradėjaus dėsniai 121, 224
— konstanta 121
fazinis virtimas 98
fazių skirtumas 288
Franco-Videmano taisyklė 101
Fermio lygis 91
feromagnetinė medžiaga 191
feromagnetizmas 199
fotodauginuvas 254
fotoelektrinis efektas 354
Fuko (ekstra) srovės 233

G

galvaninis elementas 124, 125, 128,
130
galvanomagnetinis efektas 216
galvanometras 173, 175, 176
galvanoplastika 123
galvanostegija 123
garsiaakalbis 343
gausas (G) 160

gazotronas 282
gradientas 23
gyvsidabrio lankas 149
gyvsidabrinis lygintuvas 280

H

henris (H) 228
Herco oscilatorius 336
histerezė 58, 201
histerezės kilpa 201
Holo efektas 216
— konstanta 217

I

ikonoskopas 356
įmagnetėjimas 190, 192
impedansas 291
indukcija 26, 227
indukcijos jėgų linija 28
— — linijų srautas 48
— (D) vektorius 28, 48
induktansas 293
indukuotas elektros krūvis 26
— momentas 43
induktorius 315
injekcija 279
inklinatorius 163
inversijos temperatūra 256
išlaisvinimo darbas 239
išsielektrinimas 135, 143, 146, 147,
149, 150
įtampa 21, 182
izodinama 164
izogona 164
izoklina 164
izoliatorius 24

J

Jabločkovo žvakė 149
jonas 115
jonų judrumas 118, 139
joniniai prietaisai 280
jonizacija 133
jonizacijos kamera 138

jonizacijos koeficientas 116
— potencialas 134
— srovė 135, 138
jonosfera 347
jungimas trikampiui 306
— žvaigžde 306

K

kanaliniai spinduliai 154
katijonas 115
katodas 114, 250
katodinė dėmė 281
katodiniai spinduliai 153
katodinis įtampos kritimas 151
kenotronas 274
kibirkštinis išsielektrinimas 143
kiloomas ($k\Omega$) 74
kilovatas (kW) 85
kilovatvalanda (kWh) 86
kintamoji elektros srovė 287
Kirchhofo taisyklės 80, 81, 300
klistronas 350
kompensacinis jungimas 129
kondensacinė kamera 272
kondensatorius 30
kondensatorių baterija 32
konduktansas 293
kristalinė gardelė 103
kristalizacijos šiluma 98
kritinė temperatūra 58, 98
kritinis greitis 187
Kiuri dėsnis 198
— konstanta 194
— temperatūra 58, 205
kontaktinis potencialų skirtumas 245
Kulidžo vamzdis 155
kulonas (C) 12
Kulono dėsnis 11, 54, 157, 214
kvazistacionarinė srovė 287

L

laidininkas 24
laidumo elektronas 104
laisvasis elektronas 90, 104
— kelias 91, 93, 135

laisvoji energija 128
Larmoro precesija 197
Lenco dėsnis 226
lyginimo koeficientas 246
lygintuvas 149, 245, 280
liuminescentinė lempa 152
liuminoforas 152
Lorenco jėga 260

M

magnetas 157
magnetikas 190
magnetinė ašis 158
— audra 164
— energija 231
magnetinė indukcija 191
— poliarizacija 190
— varža 216
magnetinis dipolis 158, 161
— įspūdingumas 190, 193
— jėgų srautas 215
— laukas 159, 183, 304
— lęšis 269
— mechaninis efektas 206
— pralaidumas 191
magnetinio lauko stiprumas 160
— — jėgų linija 161
magnetizmas 157, 200
magneto kokybės skaičius 207
— poliai 157
magnetostrikcija 200
magnetovaros jėga 183
magnetronas 352
magniko lydinys 207
Maksvelo elektromagnetinio lauko
lygtys 329
masinis spinduliuotojas 348
masių spektrografas 271
Matisenio taisyklė 97
mechaninis magnetinis efektas 206
megaomas ($M\Omega$) 74
mikroamperas (μA) 71
mikrofaradas (μF) 30
mikrofonas 341
miliamperas (mA) 71
MKSA elektrinių ir magnetinių dy-
džių vienetų sistema 188

moduliavimas 341
molinė koncentracija 119
molizacija 116, 135
molizacijos koeficientas 116

N

n-p perėjimas 277
n-p-n perėjimas 280
nepagrindinis srovės nešėjas 277
neutronas 8
normalusis elementas 128
nukrypimas 162
nuolatinė elektros srovė 70

O

omas (Ω) 74
Omo dėsnis 72, 94, 118, 137
optinė ašis 61
ortikonas 256
Ostrogradskio-Gauso teorema 17
Ostvaldo praskiedimo dėsnis 117

P

p-n-p perėjimas 280
paramagnetinė medžiaga 191
— poliarizacija 197
pasvirimas 162
Peltjė efektas 258
periodas 295
permalojus 208
piezoašis 63
piezoelektra 61
piezoelektrinis reiškiny 61, 62
pikofaradas (πF) 30
pirelektra 64
pirelektrinis reiškiny 64
plazma 152
poliarinė ašis 61
— medžiaga 42
— molekulė 42
poliarizacija (vektorius **P**) 50
poliarizacinė įtampa 119
poslinkio elektros srovė 325
potencialas 21, 134, 144
potencialinis barjeras 24, 238
— laukas 22

potencialo gradientas 23
potencialų skirtumas 21
pralaidumas 275
priemaiša (defektas) 103
protonas 8
Pulio dėsnis 108
puslaidininkis 24, 103, 104, 105

R

radijas 339
radijo banga 340
— bangų generatorius 340, 348,
349, 350, 352
— imtuvas 345
— lempa 273, 351
— siųstuvas 344
radiolokacija 358
radiotelevizija 352
rekombinacija 116, 136, 139
rekombinacijos koeficientas 116, 136,
139
remanensija 200
rentgeno spinduliai 154, 155
— spindulių absorbcija 156
— vamzdis 154
rezonansas 295
rezonansinė kreivė 295
rezonatorius 336
rotacija 328
rotorius 318
rusenantis išsielektrinimas 150

S

saviindukcija 229
saviindukcijos koeficientas 229
segnetoelektrikas 57
segnetoelektrinė ašis 57
simbolinis metodas 297
skylė 105
Skino (paviršinis) efektas 234
slopinimas 311
smūgiai 142
specifinė varža 73
specifinis elektros krūvis 89, 153
— laidumas 73
spinas 204
spinduliavimo slopinimas 335

solenoidas 167
stabilitronas 284
statorius 318
statusas 275
stechiometrinis santykis 104
Stokso formulė 40
stratas 150
strimeris 144
struktūrai jautrios ypatybės 103
superlaidininkis 98
superlaidumas 98

Š

šaltoji emisija 250
šiaurės pašvaistė 165
šiluminė varža 107

T

talpumas 29, 131
termisteris 107
termoelektra 255
termoelektrinis reiškinytis 255
termoelektrogeneratorius 257
termoelektroninė emisija 247
termoelektrovaros jėga 256
termoelementas 255
termokryžius 258
termomagnetinis efektas 217
tylos juosta 347
tylusis išsielektrinimas 146
tinklelis 274
tiratronas 283
Tomsono efektas 218
— tiltelis 84
toroidas 168
transformacijos santykis 314
transformatorius 312, 317
tranzistorius 278
trifazė elektros srovė 304
triodas 274, 278
tunelinis efektas 249

V

vainikas 146
varža 72, 216, 291

varžynas 76, 77
varžinis talpumas 120
varžos likutis 97
— temperatūrinis koeficientas 96
vatas (W) 85
vatsekundė (Ws) 86
vatvalanda (Wh) 86
veberis 221
Vitstono tiltelis 83
voltmetras 114
voltamperinė charakteristika 148
voltas (V) 20
Volto efektas 235
— eilė 235
— elementas 128
— lankas 148
voltmetras 176, 181
vektorinė diagrama 297
vėsinimo koeficientas 259

vienodo potencialo (ekvipotencialinis)
paviršius 22

U

Umovo-Poitingo vektorius 330
užtveriamasis sluoksnius 245

X

X-piūvio plokštelė 63

Ž

Žemės elektrinis laukas 66
— magnetinis — 162
— magnetinio lauko elementai
162
— — — variacija 164

TURINYS

Pratarmė	3
----------------	---

ELEKTROSTATIKA

I skyrius. Elektrostatiniai reiškiniai vakuume

§ 1. Elektros mokslo raidos apžvalga	5
§ 2. Dviejų rūšių elektra. Elektros krūvis	8
§ 3. Elektrinis dipolis	10
§ 4. Kulono dėsnis. Absoliutinė, arba CGSE, vienetų sistema	11
§ 5. Elektrinis laukas, jo stiprumas. Jėgų linijos	13
§ 6. Taškinio krūvio elektrinis laukas	15
§ 7. Ostrogradskio-Gauso teorema ir jos taikymai	17
§ 8. Darbas elektriniame lauke. Potencialas	19
§ 9. Vienodo potencialo paviršiai. Ryšys tarp potencialo gradiento ir elektrinio lauko stiprumo	22
§ 10. Elektros krūvių statika laidininkuose. Elektrostatinė indukcija	23
§ 11. Elektrinis talpumas. Kondensatoriai	29
§ 12. Įelektrinto laidininko energija. Elektrinio lauko energija	34
§ 13. Elektrometrai	36
§ 14. Elementarus elektros krūvis ir jo nustatymas	38

II skyrius. Elektrostatiniai reiškiniai medžiaginėse aplinkose

§ 15. Dielektrinė poliarizacija. Nepoliarinės ir poliarinės medžiagos	42
§ 16. Dielektrikų poliarizacijos aiškinimas molekuliniėje medžiagos teorijoje	44
§ 17. Elektrinio lauko stiprumas dielektrike. Indukcija	46
§ 18. Dielektrinės konstantos ryšys su elektrinės poliarizacijos koe- ficientu	50
§ 19. Elektrinė jėga ir elektrinio lauko energija medžiaginėse aplinkose	53
§ 20. Elektrinis dipolis elektriniame lauke	55
§ 21. Segnetoelektrikai. Jų poliarizacijos priklausomybė nuo tem- peratūros	57
§ 22. Piezoelektriniai ir piroelektriniai reiškiniai	61
§ 23. Elektrostatiniai prietaisai	64
§ 24. Žemės elektrinis laukas	66

ELEKTRODINAMIKA

III skyrius. Nuolatinė elektros srovė

§ 25.	Elektrinės įtampos kritimas elektros srovės grandinėje	69
§ 26.	Elektros srovė ir jos stiprumas	70
§ 27.	Omo dėsnis	72
§ 28.	Laidininko varža. Laidininkų jungimas. Varžynai	73
§ 29.	Nuolatinės elektros srovės grandinė. Elektrovaros jėga	78
§ 30.	Omo dėsnis nevienalytei elektros srovės grandinei	79
§ 31.	Išsišakojusi elektros srovės grandinė. Kirchhofo taisyklės	80
§ 32.	Elektrinės varžos matavimo būdai	82
§ 33.	Elektros srovės energija ir galingumas. Džaulio-Lenco dėsnis	85
§ 34.	Elektros srovės šiluminio efekto taikymai	86

IV skyrius. Kietų kūnų elektrinis laidumas

§ 35.	Metallų elektrinis laidumas. Elektros krūvių nešėjai metaluose	88
§ 36.	Metallų elektroninės teorijos bruožai. Elektronų laisvasis kelias	90
§ 37.	Omo dėsnio išvedimas. Metallų elektrinė varža	94
§ 38.	Metallų varžos temperatūrinis koeficientas	95
§ 39.	Superlaidumas	97
§ 40.	Metallų šiluminio ir elektrinio laidumo ryšys	101
§ 41.	Puslaidininkiai. Realių kristalinių gardelių defektai	103
§ 42.	Puslaidininkių elektrinis laidumas	104
§ 43.	Puslaidininkių elektrinio laidumo priklausomybė nuo priemaišų ir temperatūros. Šiluminės varžos	105
§ 44.	Puslaidininkių elektrinio laidumo priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprumo. Elektrinis pramušimas	108
§ 45.	Kietų dielektrikų elektrinis laidumas	109

V skyrius. Skysčių elektrinis laidumas

§ 46.	Grynų skysčių ir tirpalų elektrinis laidumas	113
§ 47.	Elektrolitinė disociacija	115
§ 48.	Jonų judrumas. Omo dėsnis	117
§ 49.	Elektrolizė. Faradėjaus dėsniai. Elementaraus krūvio nustatymas	120
§ 50.	Elektrolizės taikymas. Galvanoplastika ir galvanostegija	123
§ 51.	Koncentracinis ir galvaninis elementai	123
§ 52.	Elektrolitinė poliarizacija ir jos pašalinimas. Danielio elementas	126
§ 53.	Normalieji elementai ir akumulatoriai	128

VI skyrius. Dujų elektrinis laidumas

§ 54.	Dujų jonizacija. Jonizacijos potencialas	3
§ 55.	Nesavaiminis dujų laidumas. Jonizacijos srovė. Omo dėsnis dujose	135
§ 56.	Jonų rekombinacija, judrumas	139
§ 57.	Savaiminis dujų laidumas	142
§ 58.	Kibirkštinis išsielektrinimas. Elektrinis pramušimas	143
§ 59.	Tylusis išsielektrinimas. Elmo ugnys	146
§ 60.	Elektrinis lankas	147

§ 61.	Išsielektrinimas praretintose dujose	149
§ 62.	Katodiniai, kanaliniai ir rentgeno spinduliai	153

ELEKTROMAGNETIZMAS

VII skyrius. Magnetostatikos pagrindai.

Žemės magnetinis laukas

§ 63.	Magnetai. Magnetinis dipolis. Kulono dėsnis	157
§ 64.	Magnetinis laukas	159
§ 65.	Magnetinis dipolis jėgų lauke	161
§ 66.	Žemės magnetinis laukas	162

VIII skyrius. Elektromagnetiniai reiškiniai

§ 67.	Elektros srovės magnetinis laukas	166
§ 68.	Elektros srovės magnetinio lauko stiprumas. Bio-Savaro dėsnis	168
§ 69.	Konvekcinės elektros srovės. Eichenvaldo tyrimas	170
§ 70.	Magnetinio lauko ponderomotorinės jėgos	172
§ 71.	Elektros srovių sąveika	177
§ 72.	Elektros srovės magnetinio lauko ypatybės	181
§ 73.	Solenoido magnetinis laukas	184
§ 74.	Elektromagnetinė ir MKSA elektrinių ir magnetinių vienetų sistema	185

IX skyrius. Medžiagų magnetinės ypatybės

§ 75.	Magnetinė medžiagų poliarizacija. Magnetinis įspūdingumas ir pralaidumas	190
§ 76.	Įmagnetėjimas. Atominis ir molinis medžiagos įspūdingumas ..	192
§ 77.	Diamagnetinė poliarizacija	195
§ 78.	Paramagnetinė poliarizacija	197
§ 79.	Feromagnetizmas. Magnetinė histerezė	199
§ 80.	Magnetinis mechaninis ir mechaninis magnetinis efektai	206
§ 81.	Feromagnetinių medžiagų reikšmė elektrotechnikoje	207
§ 82.	Superlaidininkių magnetinės savybės	208
§ 83.	Magnetikų įtaka magnetinio lauko veikimui	212
§ 84.	Magnetinis jėgų srautas. Magnetinė varža	215
§ 85.	Galvanomagnetiniai ir termomagnetiniai efektai	216

X skyrius. Elektromagnetinė indukcija +

§ 86.	Elektromagnetinė indukcija. Faradėjaus dėsnis	219
§ 87.	Indukuotoji elektrovaros ir ponderomotorinės jėgos	224
§ 88.	Lenco dėsnis	226
§ 89.	Abipusė indukcija ir saviindukcija	227
§ 90.	Elektros srovių magnetinė energija. Magnetinio lauko energija	230
§ 91.	Fuko elektros srovės	232

ELEKTRONIKA

XI skyrius. Elektroninė emisija

§ 92.	Kontaktinis potencialų skirtumas ir jo nustatymo būdai	235
§ 93.	Potencialinis barjeras metalo paviršiuje. Išlaisvinimo darbas ..	238
§ 94.	Užtveriamasis sluoksnis. Kietieji lygintuvai	244
§ 95.	Termoelektroninė emisija	247

§ 96.	Šaltoji (autoelektroninė) emisija. Elektrinio lauko įtaka išlaisvinimo darbui	250
§ 97.	Antrinė elektroninė emisija	252
§ 98.	Termoelektriniai reiškiniai	255

XII skyrius. Kai kurie elektroninės emisijos taikymai

§ 99.	Laisvųjų elektros krūvių judėjimas elektriniame ir magnetiniame laukuose	260
§ 100.	Katodinių spindulių tyrimas. Elektronas	262
§ 101.	Elektringų dalelių nukrypimai, lekiant joms skersai elektrinį bei magnetinį lauką	265
§ 102.	Kai kurie elektroniniai prietaisai	267
§ 103.	Radijo lempos	273
§ 104.	Kristaliniai triodai	277
§ 105.	Joniniai prietaisai	280

KVAZISTACIONARINĖS ELEKTROS SROVĖS

+ XIII skyrius. Kintamoji elektros srovė

§ 106.	Kvazistacionarinės ir nestacionarinės elektros srovės	286
§ 107.	Kintamoji elektros srovė	287
§ 108.	Kintamosios elektros srovės grandinės varža	288
§ 109.	Elektrinis rezonansas	295
§ 110.	Simbolinis metodas. Vektorinės diagramos	297
§ 111.	Kintamosios elektros srovės galimumas. Bevatės srovės	301
§ 112.	Trifazė kintamoji elektros srovė. Sukamasis magnetinis laukas	304
§ 113.	Elektriniai virpesiai. Slopinamieji elektriniai virpesiai	307
§ 114.	Elektrinės įtampos transformatoriai	312
§ 115.	Elektrodinaminės mašinos	318

ELEKTROMAGNETINĖS BANGOS

XIV skyrius. Elektromagnetinis laukas

§ 116.	Elektromagnetinis laukas	324
§ 117.	Poslinkio elektros srovė	325
§ 118.	Elektromagnetinio lauko lygtis	327
§ 119.	Energijos srovenimas. Umovo-Poitingo energijos srovenimo vektorius	330
§ 120.	Elektromagnetinės bangos	331
§ 121.	Elektriniai virpesiai atviraime kontūre	333
§ 122.	Herco tyrimas. Stovinčios elektromagnetinės bangos	336

XV skyrius. Radijas ir jo taikymai

§ 123.	Radijo išradimas. Radiotelegrafija	339
§ 124.	Neslopinamų radijo bangų generatoriai. Moduliavimas	340
§ 125.	Radijo siųstuvai ir imtuvai	344
§ 126.	Radijo bangų sklaidimas	347
§ 127.	Ultratrumpųjų radijo bangų generatoriai	348
§ 128.	Televizija	354
§ 129.	Radiolokacija	358
	Priedas. Užduotys	365
	Dalykų rodyklė	397